



Gonçalo Magalhães Mota de Oliveira Barreto

Licenciado em Ciências de Engenharia Física

Desenvolvimento de um Sistema para a Medição do Efeito Electroóptico

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Física

Orientador: Paulo António Martins Ferreira Ribeiro,
Prof. Auxiliar, Universidade Nova de Lisboa
Co-orientadora: Maria de Fátima Guerreiro da Silva Campos
Raposo, Prof. Auxiliar, Universidade Nova de
Lisboa

Júri

Presidente: Doutora Maria Isabel Simões Catarino
Arguente: Doutor Alexandre Cabral
Vogal: Doutor Paulo António Martins Ferreira Ribeiro



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Setembro, 2015

Desenvolvimento de um Sistema para a Medição do Efeito Electroóptico

Copyright © Gonçalo Magalhães Mota de Oliveira Barreto, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade NOVA de Lisboa

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade NOVA de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Este documento foi gerado utilizando o processador (pdf) \LaTeX , com base no template “unlthesis” [1] desenvolvido no Dep. Informática da FCT-NOVA [2]. [1] <https://github.com/joaomlorenco/unlthesis> [2] <http://www.di.fct.unl.pt>

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao meu orientador Professor Doutor Paulo Ribeiro pela sua enorme disponibilidade e apoio durante a elaboração desta dissertação.

À minha co-orientadora, a Professora Doutora Maria de Fátima Raposo pela sua ajuda, especialmente no esclarecimento de algumas dúvidas do ponto de vista teórico.

Ao Gonçalo Tomás e ao Filipe Bernardo pela sua assistência na área de instrumentação e informática.

Agradeço às oficinas do Departamento de Física, especialmente ao Faustino, pela fabricação da maioria das peças mecânicas utilizadas.

Agradeço ainda ao Senhor Mesquita pelo fornecimento e ajuda com algum do equipamento electrónico utilizado.

Por último, agradeço à minha família, em especial à minha mãe e ao meu irmão, por me terem sempre apoiado e ajudado ao longo deste curso.

RESUMO

Foi desenvolvido um sistema para a medição do efeito electroóptico em meios ópticos com propriedades de óptica não-linear. O sistema baseia-se numa técnica interferométrica implementada através de um interferómetro de Michelson funcionando em modo de transmissão, no qual se mede a diferença de fase entre os ramos do interferómetro gerada pelo efeito electroóptico numa amostra onde é aplicado um potencial eléctrico. O coeficiente electroóptico a ser medido, pode ser escolhido pela aplicação do sinal eléctrico de uma amostra na direcção adequada bem como do alinhamento desta num porta-amostras. O sistema foi calibrado usando um cristal com propriedades ópticas não-lineares padrão, o fosfato de dihidrogénio e potássio, tendo sido utilizado o coeficiente electroóptico r_{63} como referência. O valor medido experimentalmente foi de $10,5 \pm 0,2 \text{ pm/V}$, pelo que o valor tabelado se encontra dentro desta medida. A bancada óptica implementada revelou também estabilidade no que diz respeito ao ruído ambiente. Este sistema será utilizado no futuro para a medição de coeficientes electroópticos em filmes finos poliméricos, que contenham cromóforos com polarizabilidades electrónicas não-lineares elevadas.

Palavras-chave: Óptica, Efeito electroóptico, Modulação de luz, Interferometria, Interferómetro de Michelson

ABSTRACT

A system for measuring the electro-optical activity of nonlinear-optical materials has been developed. The system is based on a scanning Michelson interferometer working in transmission mode, allowing the measurement of the phase difference between the arms of the interferometer, as a result of refractive index change due to electro-optical effect induced in a sample through an applied external electrical field. The electro-optical coefficient to be measured can be chosen by conveniently electroding and adequately aligning the sample in a proper sample holder. The system was calibrated with a standard nonlinear-optical potassium dihydrogen phosphate crystal with respect to r_{63} electro-optical coefficient. The attained value of $10,5 \pm 0,2 pm/V$ falls within the 1% of the expected standard values. In addition, the system revealed to be stable to overall environmental noise. This system will be used in the future for measuring the electro-optical coefficients of novel polymeric thin films containing nonlinear-optical chromophores.

Keywords: Optics, Electro-optic effect, Light modulation, Interferometry, Michelson interferometer

ÍNDICE

Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xv
1 Introdução	1
2 Efeito Electroóptico	3
2.1 Óptica Não-Linear	3
2.2 Propagação em Meios Anisotrópicos	5
2.2.1 Vector de Poynting	7
2.2.2 Elipsoíde dos Índices	9
2.2.3 Coeficientes Não-Lineares	12
3 Medição do Efeito Electroóptico	15
3.1 Método Tradicional	15
3.2 Métodos por Interferometria	17
3.2.1 Interferometria Óptica	17
3.2.2 Interferómetro de Mach-Zehnder	19
3.2.3 Interferómetro de Michelson	20
4 Sistema Implementado	23
4.1 Interferómetro	23
4.2 Electrónica Desenvolvida	24
4.2.1 Amplificador	24
4.2.2 Gerador de Rampa	25
4.2.3 Seguidor de Tensão	27
4.3 Sistema Óptico Desenvolvido	28
4.3.1 Espelho Vibrante	28
4.3.2 Bancada Óptica	29
4.3.3 Detector	29
4.3.4 Cristal Electroóptico	31

ÍNDICE

4.3.5	Porta Amostras	32
4.4	Coeficiente Electroóptico	35
4.5	Execução Experimental	36
4.6	Resultados	39
5	Conclusões	43
	Bibliografia	45
A	Apêndice	47
A.1	Desenhos Técnicos	47

LISTA DE FIGURAS

2.1	Cubo com secção de área A e Δx de lado.	8
2.2	Ilustração do elipsoíde de índices (retirado de [7]).	11
3.1	Montagem experimental proposta por Henry e a sua equipa (adaptado de [9]).	16
3.2	Ilustração de uma interferência construtiva perfeita (a) e destrutiva completa (b).	17
3.3	Visibilidade num interferómetro em função da diferença de fase entre duas ondas provenientes de ramos diferentes do interferómetro (adaptado de [11]).	18
3.4	Esquema de um interferómetro de Mach-Zehnder (adaptado de [12]).	19
3.5	Esquema de funcionamento de um interferómetro de Michelson com interferência construtiva (a) e destrutiva (b) (adaptado de [15]).	21
4.1	Esquematisação do interferómetro de Michelson e instrumentação utilizada para a medição do coeficiente electroóptico em cristais.	24
4.2	Esquemático do amplificador de tensão utilizado, com base no amplificador operacional LF356n.	25
4.3	Esquema eléctrico do gerador de rampa implementado, baseado no circuito temporizador NE555.	26
4.4	Esquema do seguidor de tensão utilizado, construída com base nos amplificadores operacionais LF356n.	27
4.5	Imagem da unidade de amplificação e geração de rampa implementada.	28
4.6	Imagem do espelho vibrante utilizado.	28
4.7	Imagem da bancada óptica onde o interferómetro de Michelson foi construído.	29
4.8	Imagem do detector e disco utilizado.	30
4.9	Ilustração de um cristal padrão KDP e seu respectivo elipsoíde de índices.	31
4.10	Imagem da base do porta-amostras desenvolvido.	32

4.11 Imagem das peças de fixação do cristal desenvolvidas, com a vista de frente (a) e a vista de trás (b).	33
4.12 Imagem do porta Amostras desenvolvido.	34
4.13 Imagem do sistema desenvolvido para a medição do efeito electroóptico.	34
4.14 Ilustração da configuração utilizada para a medição do coeficiente r_{63} num cristal.	35
4.15 Ilustração do sinal de modulação electroóptica de um feixe de luz medido num interferómetro de Michelson.	38
4.16 Padrão da franja produzida (a) e respectivos sinais de franja e electroóptico obtidos para um cristal KDP padrão.	39
4.17 Razão entre o sinal electroóptico e a diferença de intensidade de franjas em função do potencial V_o aplicado ao cristal.	40

LISTA DE TABELAS

4.1	Características principais do detector 818-UV/DB [17].	30
4.2	Propriedades físicas do cristal padrão KDP [18].	31
4.3	Propriedades ópticas do cristal padrão KDP a 632,8nm [7].	32
4.4	Valores e respectivas incertezas obtidas do coeficiente electroóptico para o cristal KDP utilizado.	40

LISTA DE SÍMBOLOS

\vec{S} - Vector de Poynting.

ε - Permissividade eléctrica.

μ - Permeabilidade eléctrica.

λ - Comprimento de onda.

ϕ - Fase.

ν - Visibilidade.

δ - Retardação.

Ω - Frequência de modulação.

$\chi^{(1)}$ - Suscetibilidade eléctrica linear.

$\chi^{(2)}$ - Suscetibilidade eléctrica de segunda ordem.

$\chi^{(3)}$ - Suscetibilidade eléctrica de terceira ordem.

ε_0 - Permissividade eléctrica do vazio.

B - Campo magnético.

D - Deslocamento eléctrico.

E - Campo eléctrico.

I - Intensidade.

P - Polarização.

V_0 - Potencial eléctrico.

c - Velocidade da luz no vazio.

h - Distância entre os eléctrodos.

LISTA DE SÍMBOLOS

k - Número de onda.

l - Caminho percorrido pela luz num meio.

n - Índice de refração.

n_e - Índice de refração extraordinário.

n_o - Índice de refração ordinário.

r - Coeficiente electroóptico linear.

s - Coeficiente electroóptico quadrático.

u - Densidade de energia.

w - Frequência angular.

INTRODUÇÃO

A fibra óptica é hoje amplamente utilizada nas redes de telecomunicação em substituição dos tradicionais cabos eléctricos, por permitir transportar uma grande quantidade de informação a alta velocidade e com perdas reduzidas, sem ser afetada pelo ruído eletromagnético. Por outro lado a transmissão de informação através da fibra óptica requer o desenvolvimento de dispositivos capazes de processar sinal óptico, tais como, amplificadores, comutadores e moduladores de luz. É aqui que o efeito electroóptico assume um papel de relevo, já que possibilita a modulação de luz, a frequências da ordem do gigahertz [1, 2, 3].

O efeito electroóptico, também conhecido por efeito de Pockels¹, consiste na variação do índice de refração, de um meio quando a este é aplicado um campo eléctrico externo. Esta alteração no índice de refração é o resultado de forças electrostáticas que deformam as moléculas (alteração de posição, orientação ou forma) do meio, que está na origem de uma alteração no momento dipolar. Distinguem-se dois tipos de efeito electroóptico, o linear (efeito Pockels) e o quadrático (efeito Kerr²).

O efeito de Pockels está na origem da criação de uma birrefringência, Δn , no meio óptico, proporcional ao campo eléctrico aplicado. Este efeito observa-se

¹Friedrich Carl Alwin Pockels foi um físico alemão, que em 1893 descobriu que se for aplicado um campo eléctrico estável a certos materiais birrefringentes, estes vão sofrer uma variação no índice de refração proporcional à força do campo aplicado. Este coeficiente de proporcionalidade está entre os $10 \times 10^{-10} V^{-1}$ e os $10 \times 10^{-12} V^{-1}$. Ficando este fenómeno conhecido como Efeito de Pockels.

²John Kerr foi um físico escocês e um pioneiro no campo da electro-óptica, nomeadamente pelo efeito de Kerr em 1875, que consiste numa variação do índice de refração que varia quadraticamente com o campo eléctrico aplicado.

apenas em meios em que a sua estrutura não apresenta centro de simetria.

No efeito de Kerr a variação no índice de refração do meio é proporcional ao quadrado do campo elétrico aplicado, e portanto, proporcional à intensidade da luz, e ao contrário do efeito de Pockels, ocorre dum modo geral como mais ou menos intensidade em todos os materiais.

O conhecimento das propriedades electroópticas de um material é fundamental na avaliação das suas capacidades para o desenvolvimentos de dispositivos moduladores de luz. O presente trabalho de dissertação consistiu no desenvolvimento de uma bancada óptica para a medição do coeficiente electroóptico, baseado em técnica interferométrica de medição da diferença de fase, induzida por efeito eletroóptico.

Neste trabalho, será inicialmente descrita a teoria e os cálculos necessários para a medição do efeito electroóptico através dos seus coeficientes não-lineares. Sendo de seguida apresentados alguns sistemas de medição deste efeito e o seu respectivo funcionamento. No capítulo seguinte, será descrito o funcionamento do sistema desenvolvido, o interferómetro implementado, o porta-amostras construído, a eletrónica e os sistemas ópticos desenvolvidos que integram o sistema, bem como os cálculos finais para a obtenção do coeficiente electroóptico do sistema usado. Por último, as conclusões retiradas do trabalho desenvolvido bem como as suas perspectivas futuras.

EFEITO ELECTROÓPTICO

Este capítulo aborda do ponto de vista teórico alguns aspectos relevantes para a realização deste trabalho, nomeadamente, a propagação da luz num meio, as propriedades da óptica não-linear e a alteração no índice de refração linear em meios anisotrópicos. Estes conceitos permitirão encontrar as expressões que determinam os coeficientes não-lineares.

2.1 Óptica Não-Linear

Um dado material pode responder de forma não-linear a um campo eléctrico aplicado. De um modo geral, pode-se descrever a resposta da seguinte forma[4]:

$$P_i = \varepsilon_0 \left[\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \chi_{\dots}^{(N)} \dots \right] \quad (2.1)$$

Onde P_i é a polarização do meio, ε_0 é a permissividade eléctrica no vácuo, E o campo eléctrico aplicado, $\chi^{(1)}$ a susceptibilidade eléctrica linear e $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, ..., $\chi^{(n)}$ as susceptibilidades não lineares de segunda ordem, de terceira ordem, até N ordem, sendo N um número inteiro, com i, j, k, l , um sistema de eixos de laboratório com valores valores 1, 2 e 3.

Cada termo da equação 2.1 está associado a diferentes respostas do meio. O termo $\chi^{(1)}$ está associado ao índice de refração e absorção linear. O termo $\chi^{(2)}$ à geração de segunda harmónica, soma e diferença de frequências e o efeito electroóptico linear, ou efeito de Pockels. Este efeito é particularmente importante,

já que permite a modulação da luz. De salientar que o tensor de terceira ordem ($\chi_{ijk}^{(2)}$) se reduz a dezoito elementos atendendo às simetrias resultantes de permutas de índices, já que: $\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)} = \chi_{kij}^{(2)} = \chi_{jik}^{(2)} = \chi_{jki}^{(2)} = \chi_{kji}^{(2)}$. Pode-se desta forma representar através da matriz:

$$\chi_{ij}^{(2)} = \begin{bmatrix} \chi_{11}^{(2)} & \chi_{12}^{(2)} & \chi_{13}^{(2)} & \chi_{14}^{(2)} & \chi_{15}^{(2)} & \chi_{16}^{(2)} \\ \chi_{21}^{(2)} & \chi_{22}^{(2)} & \chi_{23}^{(2)} & \chi_{24}^{(2)} & \chi_{25}^{(2)} & \chi_{26}^{(2)} \\ \chi_{31}^{(2)} & \chi_{32}^{(2)} & \chi_{33}^{(2)} & \chi_{34}^{(2)} & \chi_{35}^{(2)} & \chi_{36}^{(2)} \end{bmatrix}$$

Utilizando uma notação condensada[5], ficamos com:

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{mk}^{(2)} = \text{com } m = \begin{cases} 1, & \text{quando } ij = 11 \\ 2, & \text{quando } ij = 22 \\ 3, & \text{quando } ij = 33 \\ 4, & \text{quando } ij = 23, 32 \\ 5, & \text{quando } ij = 13, 31 \\ 6, & \text{quando } ij = 12, 21 \end{cases}$$

De notar que, dependendo do meio, só alguns dos elementos de $\chi_{ijk}^{(2)}$ serão não nulos. Para materiais que exibam centro de simetria o efeito electroóptico linear não existe de todo, sendo os elementos de $\chi_{ijk}^{(2)}$ nulos.

O elemento $\chi^{(3)}$ está associado à geração da terceira harmónica, soma e diferença de frequências e o efeito electroóptico quadrático, ou efeito de Kerr, que se manifesta na variação do índice de refração com o quadrado do campo eléctrico aplicado.

De salientar ainda que quanto maior o valor de ordem n, mais difícil se torna observar os efeitos associados, uma vez que estes se tornam cada vez menos intensos.

2.2 Propagação em Meios Anisotrópicos

A propagação de uma onda electromagnética num meio pode ser descrita pelas equações de Maxwell¹. Para o caso de um meio homogéneo isolante e neutro, pode-se escrever como:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.2a)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2b)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.2c)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2d)$$

Sendo \vec{B} o campo magnético, \vec{E} o campo eléctrico, ϵ e μ a permissividade eléctrica e permeabilidade magnética do meio, respectivamente.

Tendo em conta que para um vector \vec{D} genérico:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{D} = \nabla(\nabla \cdot \vec{D}) - \nabla^2 \vec{D} \quad (2.3)$$

e

$$\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \frac{\partial \nabla \times \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Começando pela equação 2.2c:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla \times \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (2.5)$$

Usando as propriedades matemáticas das equações 2.3 e 2.4:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \frac{\partial \nabla \times \vec{B}}{\partial t} \quad (2.6)$$

Utilizando as equações 2.2a e 2.2d na equação 2.6, verifica-se que:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

¹James Clerk Maxwell foi um cientista escocês mais conhecido por ter combinado as teorias dos campos da óptica, do magnetismo e da electricidade numa só e única teoria, dando assim origem as chamadas equações de Maxwell.

Obtendo-se desta maneira a equação de onda para o campo eléctrico. Analogamente, mas começando com a equação 2.2d obtém-se para o campo magnético:

$$\nabla^2 \vec{B} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

A sua velocidade de propagação é dada por:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.9)$$

Sendo que, no vazio, $\mu = \mu_0$ e $\epsilon = \epsilon_0$, o que resulta em $v = c \simeq 3 \times 10^8 m/s$

Resolvendo as equações 2.7 e 2.8 obtém-se as expressões para os campos eléctricos e magnéticos que se propagam no meio::

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.10)$$

e

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.11)$$

Onde, \vec{r} é o vector posição, \vec{k} é o vector de onda que segue a direcção de propagação da onda, ω a frequência angular e t o tempo. Sendo que a parte real das equações representa os seus respectivos campos. A magnitude do vector \vec{k} pode ser escrita da seguinte maneira:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega n}{c} \quad (2.12)$$

Em que k é o número de onda, λ o comprimento de onda e n o índice de refração.

Escrevendo a parte real das equações 2.10 e 2.11, fica-se com:

$$E = E_0 \cos(kr - \omega t) \quad (2.13)$$

e

$$B = B_0 \cos(kr - \omega t) \quad (2.14)$$

Manipulando a equação 2.2c obtem-se:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.15)$$

Utilizando a equação 2.15 nas equações 2.13 e 2.13:

$$kE_0 = wB_0 \quad (2.16)$$

Usando a equação 2.12 na equação 2.16 verifica-se que:

$$B_0 = \frac{E_0}{v} \quad (2.17)$$

2.2.1 Vector de Poynting

O fluxo de energia (W/m^2), dado pelo vector de Poynting² (\vec{S}), pode ser escrito da seguinte forma:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu} \vec{E} \times \vec{B} \quad (2.18)$$

A densidade de energia eléctrica, ou a energia eléctrica armazenada por unidade de volume ($joule/m^3$), a quantidade de energia contida num dado sistema em relação ao seu volume será dada por:

$$u_E = \frac{1}{2} \epsilon E^2 \quad (2.19)$$

À semelhança da densidade de energia eléctrica, a densidade de energia magnética (u_B) é:

$$u_B = \frac{1}{2\mu} B^2 \quad (2.20)$$

Assim, somando as equações 2.19 e 2.20, obtém-se a densidade de energia total de uma onda electromagnética:

$$u = \frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{1}{2\mu} B^2 \quad (2.21)$$

²John Henry Poynting foi um físico britânico, autor de diversos trabalhos entre os quais um teorema no qual se atribui um valor à taxa de fluxo de energia electromagnética, que ficou conhecido como vector de Poynting.

Substituindo as equações 2.9 e 2.17 na equação 2.21 pode-se escrever a densidade de energia total de uma onda electromagnética num dado meio da seguinte forma:

$$u = \varepsilon E^2 \quad (2.22)$$

Relacionando-se desta forma a densidade de energia com o campo eléctrico. De salientar que, o campo magnético e o campo eléctrico estão relacionados através da equação 2.17.

Considerando uma secção de área A (Fig. 2.1) de um cubo com Δx de lado.

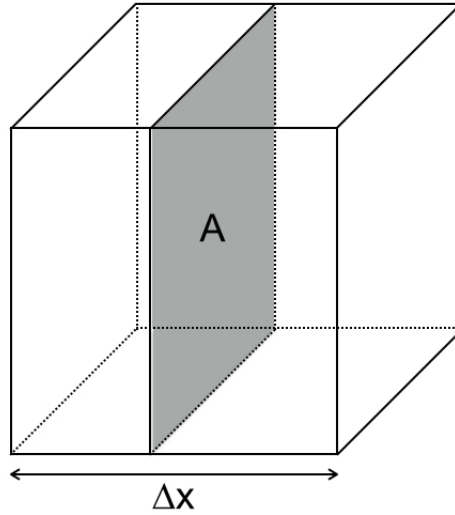


Figura 2.1: Cubo com secção de área A e Δx de lado.

A energia armazenada no cubo, ou densidade de energia, é igual a:

$$\Delta U = uA\Delta x \quad (2.23)$$

Sendo que, a energia que atravessa a área A por unidade de tempo é:

$$\frac{\Delta U}{\Delta t} = \frac{uA\Delta x}{\Delta x/v} = uAv \quad (2.24)$$

Assim, a energia por unidade de tempo e área (W/m^2) é igual a:

$$uv = S \quad (2.25)$$

Combinando a equação 2.25 com a equação 2.22, pode-se escrever a magnitude do vector de Poynting da seguinte forma:

$$S = \varepsilon v E^2 \quad (2.26)$$

Substituindo a equação 2.13 na equação 2.25, a magnitude do vector de Poynting assume a seguinte forma:

$$S = \varepsilon v E_0^2 \cos^2(wt) \quad (2.27)$$

Se na equação 2.27 se fizer uma média no tempo, obtém-se:

$$\langle S \rangle = \varepsilon v E_0^2 \langle \cos^2(wt) \rangle \quad (2.28)$$

Sendo que $\langle \cos^2(wt) \rangle = \frac{1}{2}$, tem-se que:

$$I = \langle S \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon v E_0^2 = \frac{c}{2n} \varepsilon E_0^2 \quad (2.29)$$

Sendo I a intensidade, ou seja, a potência média por unidade de área que a onda electromagnética transporta.

2.2.2 Elipsoíde dos Índices

Nos meios anisotrópicos, o índice de refração linear depende da direcção da propagação da luz e do seu estado de polarização. A resposta de um meio anisotrópico é normalmente obtida através do conceito de elipsoíde de índices[5, 6, 7], que a seguir será descrita. Ao se aplicar um campo eléctrico a um meio polarizável, este induz uma mudança do estado de polarização descrito pelo deslocamento eléctrico:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.30)$$

Sendo,

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \hat{\chi} \vec{E} \quad (2.31)$$

onde: ε_0 é a permissividade eléctrica no vazio; \vec{P} a polarização; \vec{E} o campo eléctrico; \vec{D} o deslocamento eléctrico; e $\hat{\chi}$ é o tensor das suscetibilidades. Através das equações 2.30 e 2.31 tem-se que:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} (1 + \hat{\chi}) \quad (2.32)$$

Sendo que, $\hat{\chi}$ é dado por:

$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

Pelo teorema de eixos principais [7] será possível escolher um sistema de coordenadas onde apenas os elementos da diagonal principal sejam diferentes de zero, de tal forma que:

$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{33} \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

Assim, a equação 2.31 pode ser escrita na forma no novo sistema de eixos:

$$\begin{bmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \chi_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

Da equação 2.35 pode-se ainda retirar o seguinte:

$$\begin{aligned} P_1 &= \epsilon_0 \chi_{11} E_1 & D_1 &= \epsilon_{11} E_1 & \epsilon_{11} &= \epsilon_0 (1 + \chi_{11}) \\ P_2 &= \epsilon_0 \chi_{22} E_2 & D_2 &= \epsilon_{22} E_2 & \epsilon_{22} &= \epsilon_0 (1 + \chi_{22}) \\ P_3 &= \epsilon_0 \chi_{33} E_3 & D_3 &= \epsilon_{33} E_3 & \epsilon_{33} &= \epsilon_0 (1 + \chi_{33}) \end{aligned} \quad (2.36)$$

Combinando as equações 2.19 e 2.36 pode-se reescrever a densidade de energia armazenada no campo eléctrico como:

$$u_E = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} \quad (2.37)$$

Usando as expressões da equação 2.36 para manipular a equação 2.37, obtém-se:

$$\frac{D_1^2}{\epsilon_{11}} + \frac{D_2^2}{\epsilon_{22}} + \frac{D_3^2}{\epsilon_{33}} = 2u_E \quad (2.38)$$

Substituindo na equação 2.38 D_1 , D_2 e D_3 pelos seus respectivos eixos em coordenadas cartesianas tem-se que:

$$\frac{x^2}{\varepsilon_{11}/\varepsilon_0} + \frac{y^2}{\varepsilon_{22}/\varepsilon_0} + \frac{z^2}{\varepsilon_{33}/\varepsilon_0} = 1 \quad (2.39)$$

sendo $x = \frac{D_1}{\sqrt{2\varepsilon_0 U_E}}$, $y = \frac{D_2}{\sqrt{2\varepsilon_0 U_E}}$ e $z = \frac{D_3}{\sqrt{2\varepsilon_0 U_E}}$.

Reescrevendo a equação 2.39 fazendo $n_x^2 = \varepsilon_{11}/\varepsilon_0$, $n_y^2 = \varepsilon_{22}/\varepsilon_0$ e $n_z^2 = \varepsilon_{33}/\varepsilon_0$, obtém-se forma a equação do elipsoide de índices:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.40)$$

Sendo n_x , n_y e n_z o índice de refração na sua respectiva direção, como demonstra a figura 2.2

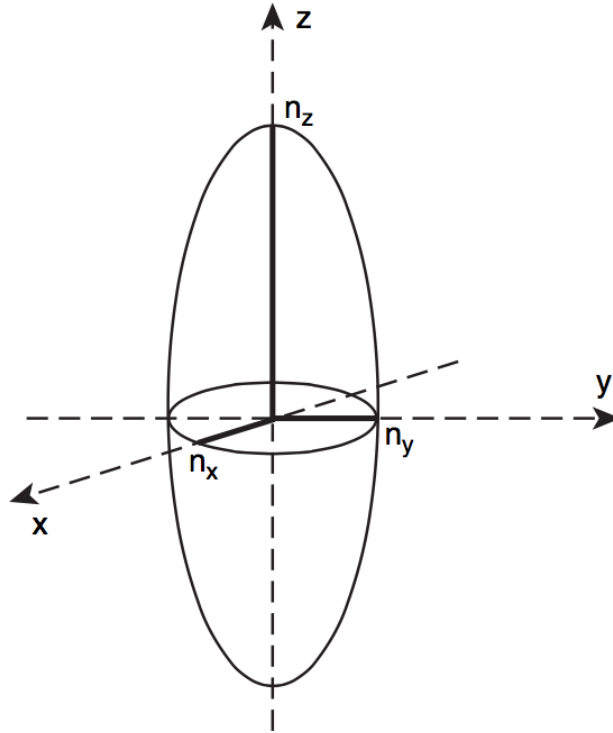


Figura 2.2: Ilustração do elipsoide de índices (retirado de [7]).

2.2.3 Coeficientes Não-Lineares

Quando é aplicado um campo eléctrico ao meio, o elipsoíde de índices pode mudar a sua forma e orientação no espaço, de tal forma que a equação de elipsoide de índices passa a ser escrita de um modo geral como:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 xy + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 yz = 1 \quad (2.41)$$

Quando o campo eléctrico aplicado é nulo, as equações 2.40 e 2.41 têm de ser equivalentes, pelo que para $E = 0$ tem-se:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n^2}\right)_1 &= \frac{1}{n_x^2} \\ \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 &= \frac{1}{n_y^2} \\ \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 &= \frac{1}{n_z^2} \\ \left(\frac{1}{n^2}\right)_4 &= \left(\frac{1}{n^2}\right)_5 = \left(\frac{1}{n^2}\right)_6 = 0 \end{aligned} \quad (2.42)$$

Desta forma, quando se aplica um campo eléctrico (E), verifica-se uma variação nos coeficientes $\left(\frac{1}{n^2}\right)_i$. Esta variação, induzida pelo efeito electroóptico pode então ser descrita através de [8]:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad \text{com } i = 1, \dots, 6 \quad (2.43)$$

Sendo r_{ij} o coeficiente electroóptico e E a magnitude do campo eléctrico aplicado.

A equação 2.43 também pode ser escrita como:

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

Nesta conformidade, o coeficiente electroóptico pode ser escrito como:

$$r_{ij} = -\frac{2}{n_{ij}^3} \left[\frac{\partial n_{ij}}{\partial E_j} \right] \quad (2.45)$$

A diferença de fase, $\Delta\phi$, resultante da variação no índice de refração, Δn , será:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi l}{\lambda} \Delta n \quad (2.46)$$

Em que o l é o caminho percorrido pela luz de comprimento de onda λ no meio. Sendo a variação no índice de refração devida aos efeitos electroópticos, pode-se escrever:

$$|\Delta n| = \frac{r n_o^3}{2} \frac{V_o}{h} \quad (2.47)$$

para o efeito electroóptico linear, e

$$|\Delta n| = \frac{s n_o^3}{2} \left(\frac{V_o}{h} \right)^2 \quad (2.48)$$

para o efeito electroóptico quadrático.

Onde os coeficientes electroópticos linear e quadrático são, respectivamente, r e s , V_o é o potencial eléctrico aplicado entre os eléctrodos que distam entre si a uma distância h , criando assim o campo eléctrico aplicado.

MEDIÇÃO DO EFEITO ELECTROÓPTICO

Neste capítulo são apresentadas as técnicas mais comuns, utilizadas para a medição do coeficiente electroóptico, destacando-se dois tipos de interferómetros, o tradicional e os de interferometria de dois feixes.

3.1 Método Tradicional

Um dos métodos mais usados para medir o efeito eletroóptico foi o proposto por Henry [9] em 1986. Esta técnica, ilustrada na Fig.3.1, baseia-se na alteração do estado de polarização de um feixe linearmente polarizado quando este atravessa o meio. Esta alteração ocorre devido à birrefringência induzida por um campo elétrico aplicado e à atividade óptica do meio. A montagem é composta por: uma fonte de luz (S), um monocromador (M), uma lente (L), um diafragma (D), dois polarizadores (P_1 e P_2), um cristal (BSO) de espessura d ao qual é aplicado um campo elétrico (E) e um fotomultiplicador (FM) ligado a um sistema de aquisição de dados.

O procedimento experimental em si consiste no seguinte: para um dado estado de polarização do feixe incidente imposto pelo P_1 , vai-se alterando a posição angular do P_2 de forma a encontrar as intensidades máxima e mínima, e desta forma calcular-se a visibilidade (ν), através de [9]:

$$\nu_{\theta} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.1)$$

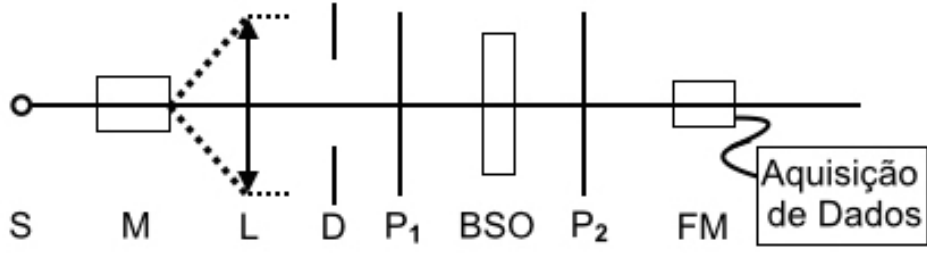


Figura 3.1: Montagem experimental proposta por Henry e a sua equipa (adaptado de [9]).

De seguida, altera-se P_1 para a posição angular de 45° e repete-se o procedimento anterior. Somando o quadrado das duas visibilidades obtidas, tem-se que [9]:

$$v_\theta^2 + v_{\theta+45^\circ}^2 = 1 + \left[1 - \frac{\delta^2}{2} \left(\frac{\sin(\frac{\phi}{2})}{\frac{\phi}{2}} \right)^2 \right]^2 \quad (3.2)$$

sendo

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n^3 r E_y d \quad (3.3)$$

e

$$\phi = \sqrt{\delta^2 + \rho^2} \quad (3.4)$$

Sendo δ a diferença de fase originada pela birrefringência, λ o comprimento de onda do feixe no vácuo, ρ a diferença de fase associada à actividade óptica, n o índice de refração sem campo eléctrico aplicado, E_y o campo eléctrico aplicado e d a espessura do cristal na direcção do campo eléctrico aplicado. Destas equações pode-se calcular o coeficiente electroóptico r .

Para o caso de ϕ pequenos, $\left(\frac{\sin(\frac{\phi}{2})}{\frac{\phi}{2}} \right)^2 \simeq 1$, pelo que:

$$v_\theta^2 + v_{\theta+45^\circ}^2 \simeq 1 + \left(1 - \frac{\delta^2}{2} \right)^2 \quad (3.5)$$

Não sendo nesta situação, necessária a actividade óptica ρ . Esta técnica apresenta um erro de medição de 10 a 15% em relação ao valor tabelado.

3.2 Métodos por Interferometria

3.2.1 Interferometria Óptica

Quando duas ondas de uma mesma frequência se sobrepõem num dado ponto, formam uma nova onda, cuja amplitude é o resultado da soma da amplitude das duas ondas iniciais em cada instante nesse ponto. Quando a soma da duas ondas resulta numa amplitude maior diz-se que houve interferência construtiva, quando resulta numa amplitude inferior diz-se que ocorreu interferência destrutiva.

Supondo que uma das ondas tem a forma $E_1 e^{i(\phi_1 - wt)}$ e a outra forma $E_2 e^{i(\phi_2 - wt)}$, sendo E_1 e E_2 as amplitudes dos respectivos campos elétricos, ϕ_1 e ϕ_2 as fases iniciais, w a frequência angular e t o tempo, a onda resultante será descrita por [10]:

$$E_T = E_1 e^{i(\phi_1 - wt)} + E_2 e^{i(\phi_2 - wt)} \quad (3.6)$$

Se $\phi_1 - \phi_2 = 2N\pi$, com $N = 0, 1, 2, \dots$, então as duas ondas estarão em fase e dá-se uma interferência construtiva perfeita. Se $\phi_1 - \phi_2 = (2N + 1)\pi$ e $E_1 = E_2$, então as duas ondas estarão em oposição de fase e dá-se uma interferência destrutiva completa. Estas situações extremas encontram-se ilustradas na figura 3.2.

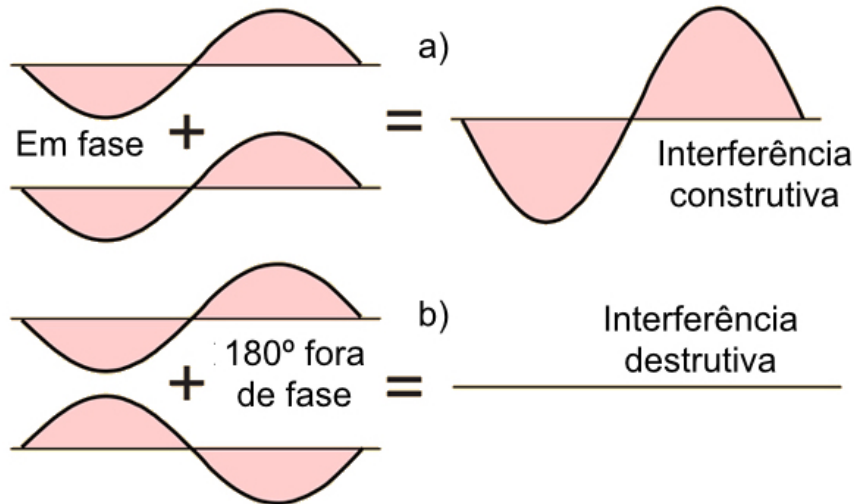


Figura 3.2: Ilustração de uma interferência construtiva perfeita (a) e destrutiva completa (b).

Matematicamente a coerência é uma medida da correlação entre as ondas. Quanto mais construtiva for a interferência maior será a coerência. Fisicamente, a coerência é uma medida do quão constante a diferença de fase permanece entre

as duas ondas. A coerência é usualmente medida num padrão de franjas de interferência através da visibilidade de franja (ν), que pode ser experimentalmente calculada através de [10]:

$$\nu = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \begin{cases} = 1 & \text{coerência total e contraste máximo} \\ 0 < \nu < 1 & \text{coerência parcial} \\ = 0 & \text{incoerência total e contraste, não há franjas} \end{cases} \quad (3.7)$$

Pode-se ver na Fig.3.3 um exemplo da equação 3.7, que representa a visibilidade das franjas em função da diferença de fase entre duas ondas da mesma frequência que interferem. Como a visibilidade das franjas depende da coerência das duas ondas, qualquer diferença irá traduzir-se numa diminuição de visibilidade.

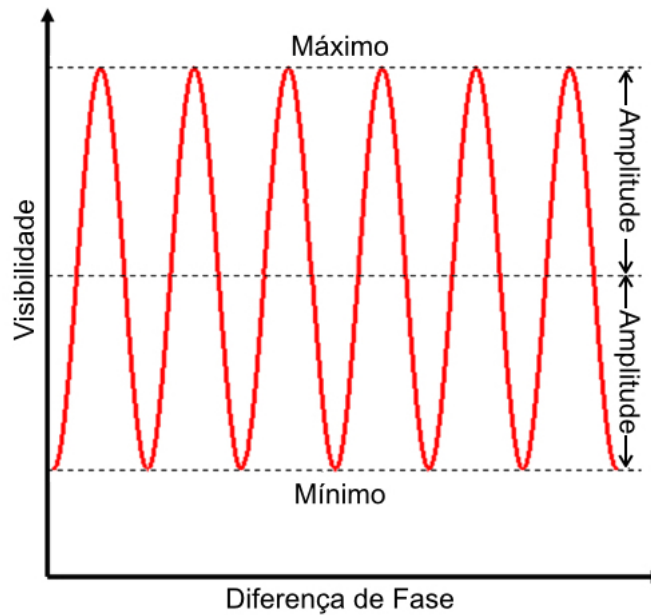


Figura 3.3: Visibilidade num interferómetro em função da diferença de fase entre duas ondas provenientes de ramos diferentes do interferómetro (adaptado de [11]).

Pode-se usar a interferometria para quantificar os efeitos electroópticos, não só linear mas também o quadrático (efeito de Kerr). Os interferómetros mais frequentemente utilizados para este efeito são os interferómetro de Michelson¹ e

¹Albert Abraham Michelson foi um físico americano conhecido pela invenção do interferómetro de Michelson (1891), do seu trabalho na medição da velocidade da luz e pelo seu trabalho na experiência de Michelson-Morley. Em 1907 tornou-se o primeiro americano a receber o Prémio Nobel da Física.

o interferómetro de Mach-Zehnder².

De salientar que as técnicas interferométricas apresentam uma elevada sensibilidade, simplificação na preparação das amostras a estudar, e uma menor sensibilidade a vibrações mecânicas e a flutuações térmicas, desde que estas ocorram com a mesma intensidade em ambos os ramos, do mesmo tamanho, do interferómetro.

3.2.2 Interferómetro de Mach-Zehnder

No interferómetro de Mach-Zehnder (Fig. 3.4), um separador de feixe divide o feixe proveniente da fonte em dois feixes que vão constituir os dois ramos do interferómetro, o feixe-amostra e o feixe-referência. Ambos são refletidos por um espelho e ambos atravessam um novo separador de feixe antes de se juntarem de novo e serem medidos nos detetores.

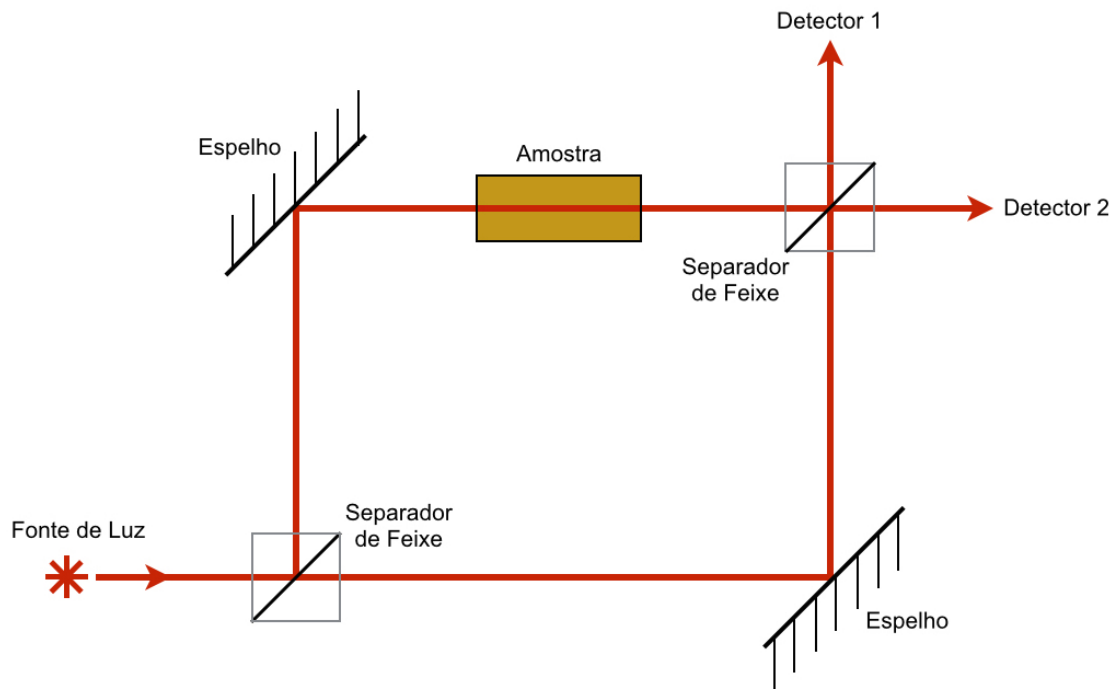


Figura 3.4: Esquema de um interferómetro de Mach-Zehnder (adaptado de [12]).

Com os ramos à mesma distância, pode ainda observar-se que sem amostra, ambos os feixes vão chegar em fase aos detetores, havendo desta forma uma interferência construtiva. Ambos apresentarão uma mudança de fase correspondente a λ devido ao facto de ambos sofrerem duas reflexões e uma transmissão numa placa de vidro(separador de feixe) até chegarem aos detetores.

²Ludwig Zehnder foi um físico suíço e o inventor do interferómetro de Mach-Zehnder. Interferómetro esse depois aperfeiçoado por Ludwig Mach.

Alterando o caminho óptico do espelho do feixe-referência em $\lambda/4$, sem amostra, o feixe-amostra e o feixe-referência vão chegar com uma diferença de fase de $\lambda/2$, ou seja, vai haver uma interferência destrutiva completa. Isto porque o feixe-referência vai ter uma mudança de fase de $\lambda/2$ devido a uma reflexão e duas transmissões provocadas pelos separadores de feixe. Enquanto que o feixe-amostra chegará aos detetores com uma diferença de fase de λ devido a duas reflexões mais uma reflexão com transmissão no segundo separador de feixe. Assim, na ausência de amostra, e desde que a diferença de caminho óptico, ou retardação (δ) seja zero, os feixes irão interferir construtivamente [13].

Com a amostra colocada no caminho do feixe-amostra, os feixes vão chegar ao detetor em diferentes situações de fase, sendo possível determinar a diferença de fase provocada pela presença da amostra.

A intensidade do feixe (I) em ambos os detetores é descrita por [14]:

$$I(\delta) = \frac{1}{2}I(k)\cos(2Nk\delta) \quad (3.8)$$

Com k , o número de onda, ($k = 2\pi/\lambda$). E fazendo $\delta = d$, com $d = v.t$, resulta:

$$I(\delta) = \frac{1}{2}I(k)\cos(2Nk(v.t)) \quad (3.9)$$

3.2.3 Interferómetro de Michelson

No interferómetro do tipo Michelson, um feixe de luz é dividido em dois que percorrem caminhos diferentes, para de seguida se recombinarem. Após terem percorrido caminhos diferentes o feixe resultante da recombinação pode apresentar um padrão de interferência que depende da diferença de caminhos ópticos entre os feixes, e, que pode ser medido num detetor.

A forma mais simples de implementar um interferómetro de Michelson consiste em dois espelhos colocados entre si num plano perpendicular, em que um deles se pode mover na direção perpendicular à sua superfície refletora, conforme ilustrado na Fig.3.5.

Esse espelho irá movimentar-se num espaço definido a uma velocidade constante. Entre o espelho fixo e o espelho móvel está um separador de feixe, que divide o feixe incidente inicial em dois de igual intensidade. Aqui, o feixe é parcialmente refletido para um espelho e parcialmente transmitido para o outro.

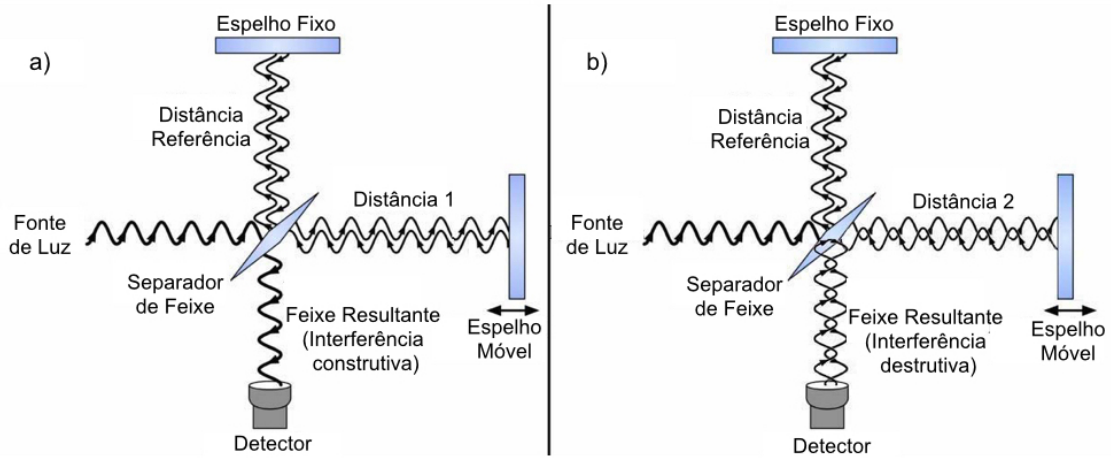


Figura 3.5: Esquema de funcionamento de um interferômetro de Michelson com interferência construtiva (a) e destrutiva (b) (adaptado de [15]).

Assumindo que o separador de feixe é ideal e com uma refletância e transmitância de 50%, se o espelho móvel se encontrar estacionário, pode determinar-se a intensidade do feixe num dado ponto do detector. Se a diferença do caminho óptico, ou retardação (δ), for zero, ou seja os espelhos estão igualmente espaçados do separador de feixe, estes vão percorrer a mesma distância e interferir construtivamente, pelo que a intensidade do feixe final é a soma das intensidades dos dois feixes. Nestas condições, toda a luz que sai da fonte chega ao detector.

No caso do espelho móvel se deslocar uma distância de $\lambda/4$, a retardação total será de $\lambda/2$, pelo que os feixes estarão desfasadas de 180° (π). Nestas condições ter-se-á interferência destrutiva completa na recominação dos feixes, dando origem à extinção total.

Voltando a deslocar o espelho móvel de mais $\lambda/4$, a diferença do caminho óptico será igual a λ , e os dois feixes voltam a estar em fase, havendo novamente uma sobreposição construtiva dos feixes.

Com o espelho móvel a deslocar-se a uma velocidade constante, o sinal do detector irá variar com uma forma periódica, sendo que atinge o seu máximo quando a retardação (δ) for um múltiplo inteiro de λ , $\delta = N\lambda$.

A expressão da intensidade do feixe (I) no detector para o caso do interferômetro de Michelson, é semelhante à equação 3.8 para o interferômetro de Mach-Zehnder, sendo que neste caso, $\delta = 2d$, com $d = v.t$, já que o feixe atravessa a amostra duas vezes. Nestas condições, ter-se-á:

$$I(\delta) = \frac{1}{2} I(k) \cos(4Nk(v.t)) \quad (3.10)$$

SISTEMA IMPLEMENTADO

Este capítulo descreve o sistema implementado para a medição do coeficiente electroóptico usando a técnica de interferometria de Michelson, bem como a calibração do mesmo.

4.1 Interferómetro

O sistema escolhido para a medição do coeficiente electroóptico baseia-se na técnica de interferometria de Michelson (ver secção 3.2.3), onde se mediu a diferença de fase entre os ramos do interferómetro. Esta técnica foi escolhida pela elevada sensibilidade à diferença de fase gerada entre os ramos do interferómetro, facilidade de preparação das amostras e por ser menos sensível a vibrações mecânicas e a flutuações térmicas, desde que estas ocorram com a mesma intensidade em ambos os ramos do interferómetro. Para além das vantagens mencionadas, e especificamente em comparação com o interferómetro mais usado, o interferómetro do tipo Mach-Zehnder, o interferómetro de Michelson tem uma maior facilidade de alinhamento dos espelhos e usa apenas um separador de feixe.

A figura 4.1 esquematiza o sistema baseado no interferómetro de Michelson desenvolvido para a medição do coeficiente eletroóptico.

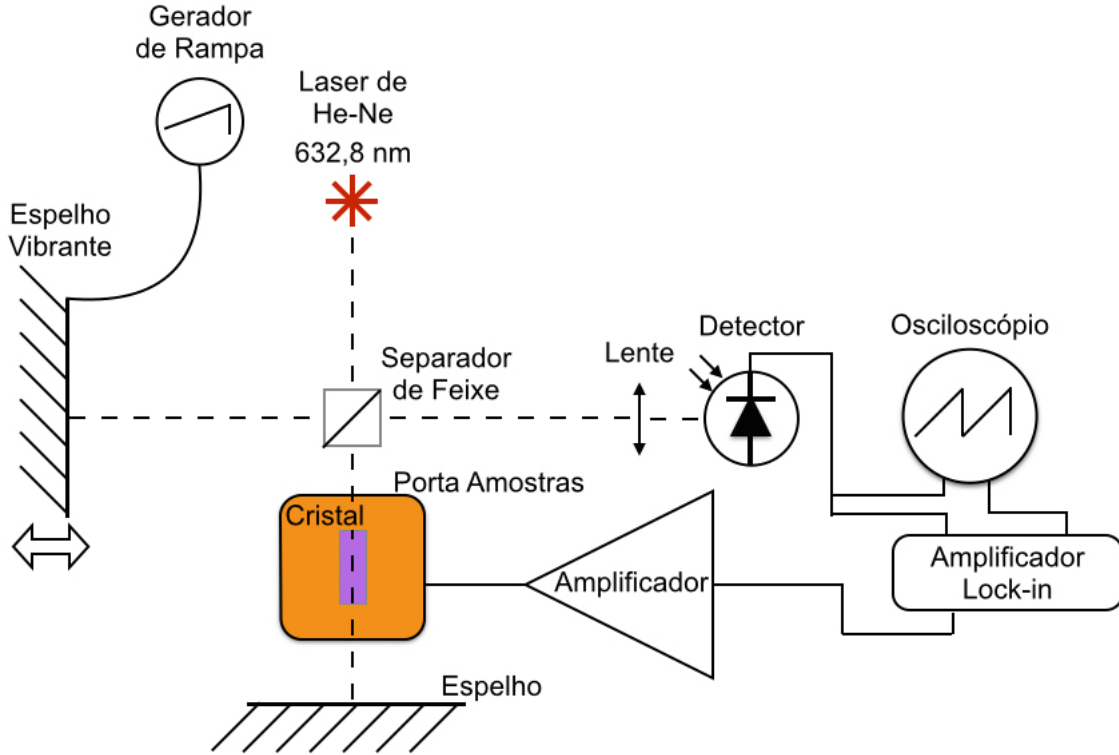


Figura 4.1: Esquematização do interferómetro de Michelson e instrumentação utilizada para a medição do coeficiente electroóptico em cristais.

Como se pode ver no esquema da figura 4.1, o ramo do espelho vibrante fica vazio enquanto que no ramo do espelho fixo se encontra a amostra entre dois eléctrodos onde se aplicam um campo eléctrico E . O sinal medido no detector resulta da interferência entre os feixes provenientes de cada ramo do interferómetro, dependendo da diferença de fase entre os dois feixes. Conforme referido anteriormente, a intensidade da luz (I) que chega ao detector é da ordem de [16]:

$$I \propto E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos(\Delta\phi) \quad (4.1)$$

4.2 Electrónica Desenvolvida

4.2.1 Amplificador

Para o efeito electroóptico se manifestar é necessário aplicar-se uma tensão eléctrica ao meio. Uma vez que a tensão de referência fornecida pelo amplificador lock-in utilizado é muito baixa para induzir efeito electroóptico significativo, por volta dos 1,2V, foi necessário construir um amplificador de tensão (Fig. 4.2).

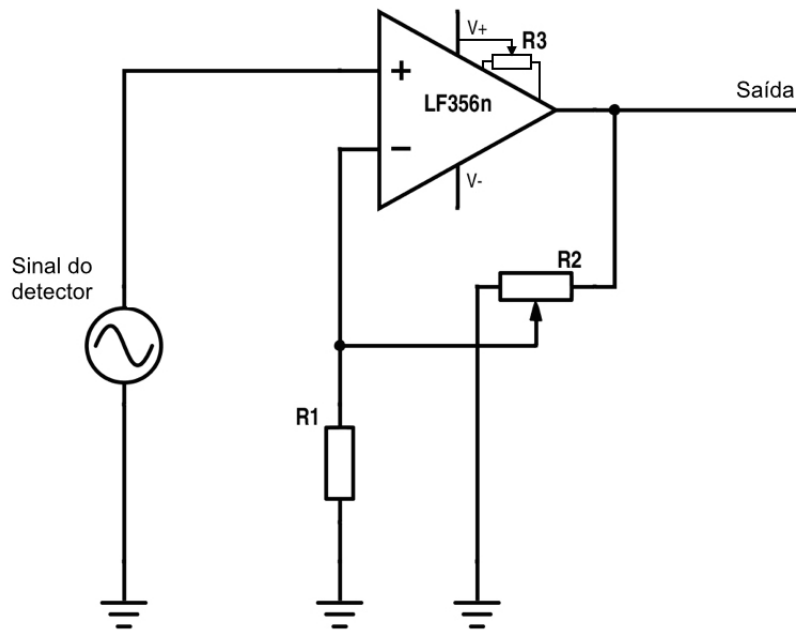


Figura 4.2: Esquemático do amplificador de tensão utilizado, com base no amplificador operacional LF356n.

O amplificador construído, conforme ilustra a figura 4.2, consiste numa montagem inversora de ganho variável, com uma malha de controlo de offset e é alimentado a $\pm 12V$.

Assim o ganho, G , é determinado através de:

$$G = 1 + \frac{R2}{R1} \quad (4.2)$$

Sendo $R1 = 1,1k\Omega$, $R2 = 5k\Omega$, $R3 = 25k\Omega$ e o amplificador em si utilizado foi o LF356n.

Obtendo-se desta forma um ganho de aproximadamente 5,5. Permitindo aplicar uma tensão de cerca de $6,6V$ ao cristal electroóptico. Uma vez que a tensão aplicada é baixa, pode-se desprezar o efeito piezoeléctrico gerado na amostra e que iria influenciar o valor do coeficiente electroóptico medido.

4.2.2 Gerador de Rampa

Para alimentar o excitador piezoeléctrico do espelho móvel, foi utilizado um gerador de sinais (Fig. 4.3), de forma a induzir um deslocamento linear periódico na forma de rampa. A frequência de oscilação, cerca de $2,5Hz$, foi escolhida de

forma a ser suficientemente baixa para evitar fenómenos de batimento com o sinal de modulação electroóptico e suficientemente alta para que se consiga adquirir dados em tempo útil, com uma tensão variável entre os 4 e os 8V.

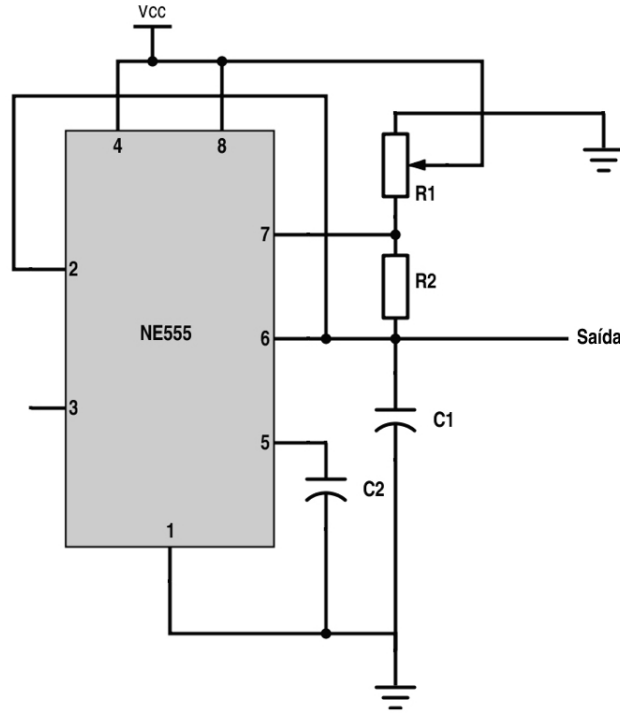


Figura 4.3: Esquema eléctrico do gerador de rampa implementado, baseado no circuito temporizador NE555.

Sendo $R_1 = 20k\Omega$, $R_2 = 1k\Omega$ e $C_1 = C_2 = 47\mu F$.

O tempo de subida da rampa, t_1 , é dado por:

$$t_1 = 0,693(R_1 + R_2)C_1 \quad (4.3)$$

Enquanto que o tempo de descida, t_2 , é:

$$t_2 = 0,693R_2C_1 \quad (4.4)$$

Obtendo assim um tempo de subida de 0,36s e um tempo de descida de 0,033s.

Assim, a frequência do gerador de rampa, f , será dada por:

$$f = \frac{1}{t_1 + t_2} = \frac{1,44}{(R_1 + 2R_2)C_1} \quad (4.5)$$

O gerador de rampa foi construído aproveitando o espaço livre no interior da unidade de amplificação, onde se situa o amplificador.

4.2.3 Seguidor de Tensão

Devido à necessidade de acoplamento de impedâncias entre o amplificador lock-in e o osciloscópio, não foi possível a utilização de um repartidor coaxial que repartisse o sinal proveniente do detector. Assim, de forma a se poder visualizar o sinal proveniente do detector em simultâneo com o sinal electroóptico, foi necessário a construção de um seguidor de tensão (Fig.4.4).

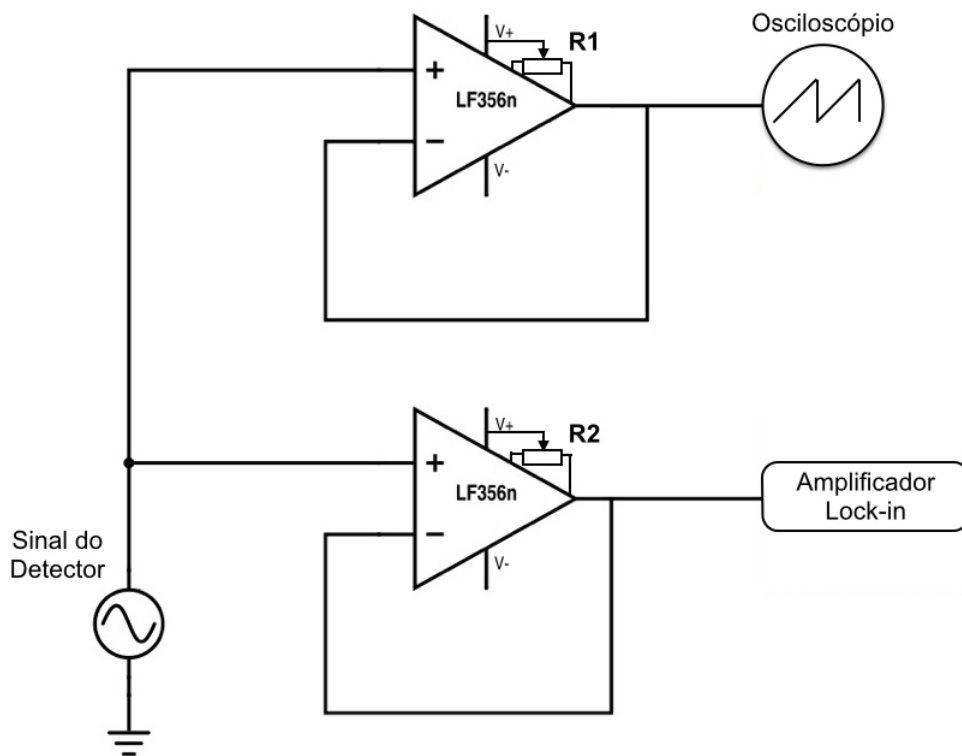


Figura 4.4: Esquema do seguidor de tensão utilizado, construída com base nos amplificadores operacionais LF356n.

Sendo que ambos os circuitos integrados foram alimentados por uma tensão positiva (V_+) de $12V$ e uma negativa (V_-) de $-12V$. Com $R_1 = R_2 = 25k\Omega$. À semelhança do amplificador, foi também construída uma malha de controlo de offset.

À semelhança do gerador de rampa, também foi construído na unidade de amplificação e gerador de rampa, como se pode ver na figura 4.5.



Figura 4.5: Imagem da unidade de amplificação e geração de rampa implementada.

4.3 Sistema Óptico Desenvolvido

4.3.1 Espelho Vibrante

O espelho vibrante (Fig.4.6) foi construído afixando um espelho a um disco piezoelétrico. A vibração do espelho irá fazer com que a distância entre o divisor de feixe e o espelho varie. Fazendo deslocar a franja de interferência em frente ao detector, permitindo a este medir as intensidades máximas e mínimas das franjas de interferência (ver secção 3.2.3).

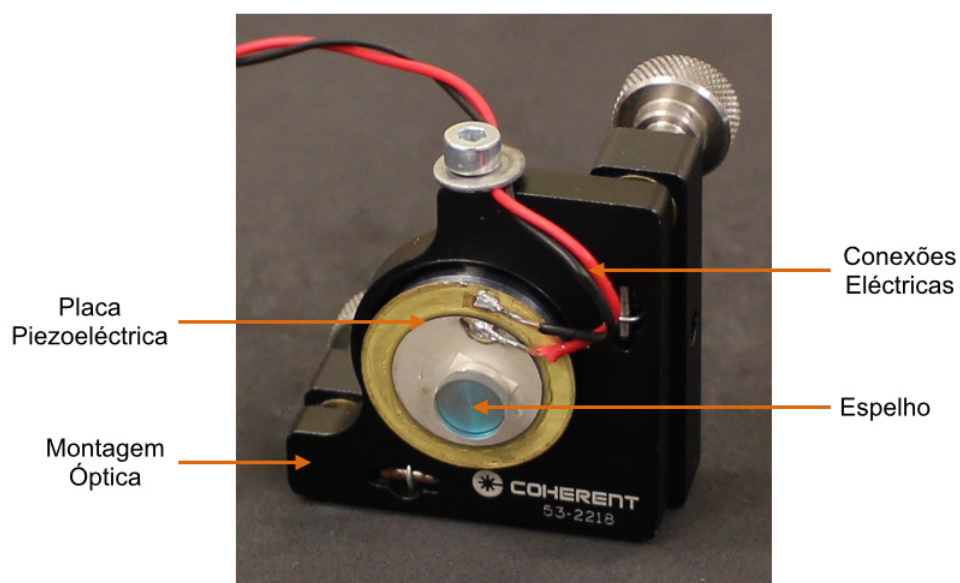


Figura 4.6: Imagem do espelho vibrante utilizado.

4.3.2 Bancada Óptica

De forma a colocar os componentes ao nível do feixe do laser na mesa óptica e a tornar o sistema menos sensível a vibrações mecânicas e flutuações térmicas, os componentes foram colocadas numa base quadrada de alumínio.

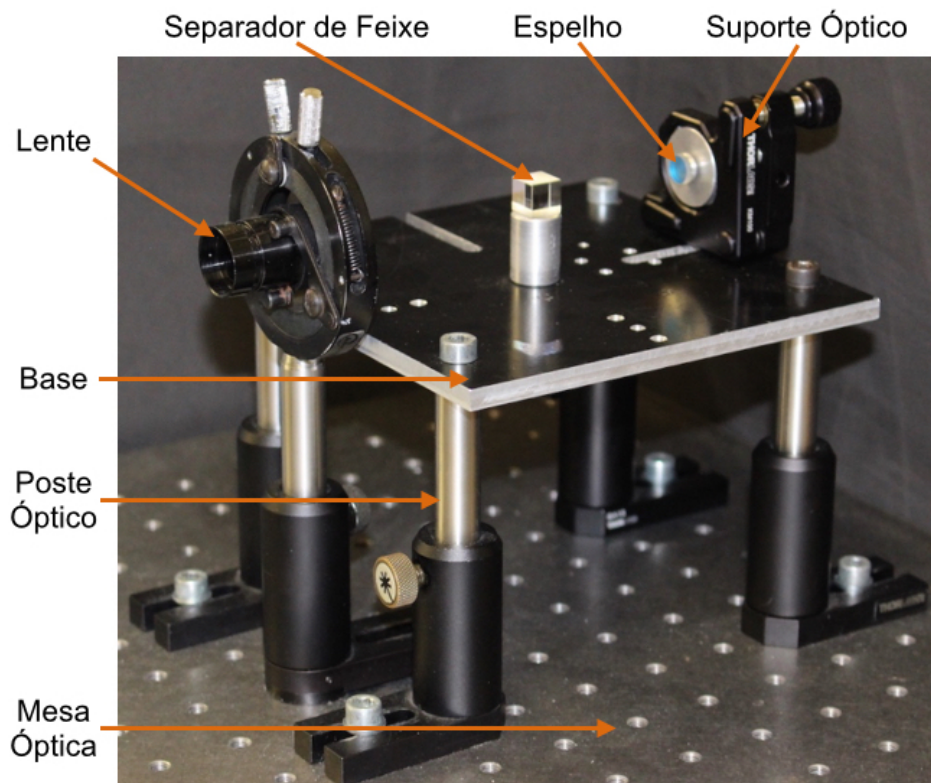


Figura 4.7: Imagem da bancada óptica onde o interferómetro de Michelson foi construído.

Conforme se pode ver na figura 4.7, para completar o interferómetro de Michelson, para além dos componentes já referidos, foram ainda utilizados um separador de feixe e um espelho (fixo) no suporte, com uma lente óptica à saída do mesmo. Faltando ainda o laser utilizado da *Melles Griot*®, que possui uma potência de $6,35mW$ e um comprimento de onda de $632,8nm$.

4.3.3 Detector

O detector utilizado foi um modelo 818-UV/DB da *Newport Corporation*® (Fig. 4.8) de baixa potência consistindo num fotodíodo de silício capaz de operar entre os 200 e os 1100nm. As características principais deste detector encontram-se listadas na tabela 4.3.3.

Tabela 4.1: Características principais do detector 818-UV/DB [17].

Largura de Banda	200 a 1100(<i>nm</i>)		Material	Silício	
Potência Máxima	W	λ (<i>nm</i>)	Incerteza de Calibração	%	λ (<i>nm</i>)
	0,2	200 a 400		8	200 a 219
	0,05	400 a 1100		2	220 a 349
1				350 a 949	
		4		950 a 1050	
Densidade de Potência Média	0,2W/ <i>cm</i> ²		Área Activa	1 <i>cm</i> ²	
Energia Máxima de Pulso	0,5μJ		Diâmetro Activo	1,13cm	

De forma a evitar que a luz ambiente interferisse nas medidas e para aumentar a resolução de medição do perfil da franja de interferência, foi colocado um diafragma com uma abertura no centro de 0,6mm, conforme se pode ver na figura 4.8, reduzido desta maneira a área activa para $0,28\text{ mm}^2$.

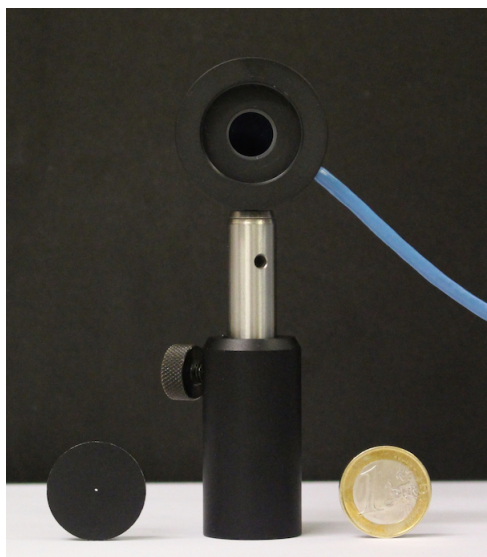


Figura 4.8: Imagem do detector e disco utilizado.

Para a aquisição do sinal electroóptico e geração de sinal electroóptico de referência, foi utilizado um osciloscópio *Lecroy Wavesufer™422*.

4.3.4 Cristal Electroóptico

Para a calibração do sistema, foi utilizado um cristal padrão de dihidrogenofosfato de potássio (KDP). Na tabela 4.2, pode-se observar algumas das propriedades físicas desse cristal.

Tabela 4.2: Propriedades físicas do cristal padrão KDP [18].

Material	Simetria	Densidade	Classe	Higroscopicidade
KDP	Tetragonal ($\bar{4}2m$)	$2,34\text{g/cm}^3$	Uniaxial	Higroscópico

Uma vez que o cristal é uniaxial, $n_x = n_y = n_o$ e $n_z = n_e$, sendo n_o e n_e os índices de refração ordinário e extraordinário do cristal KDP. A figura 4.9 ilustra o elipsoíde de índices num cristal padrão KDP.

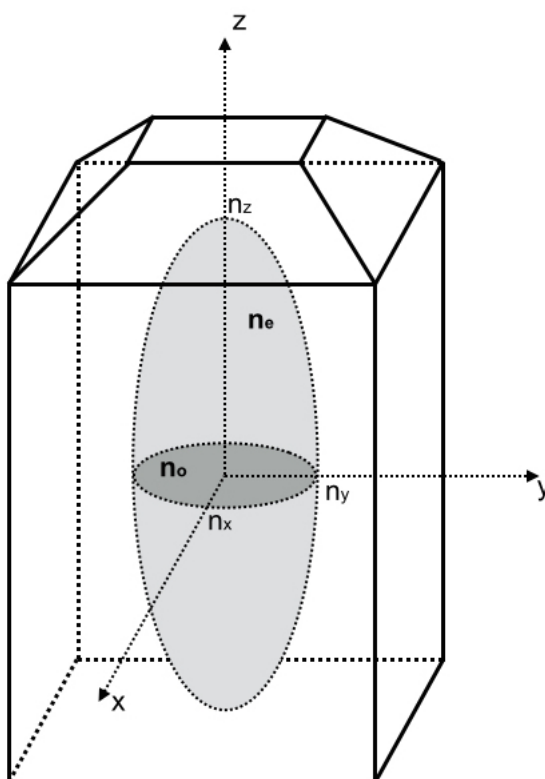


Figura 4.9: Ilustração de um cristal padrão KDP e seu respectivo elipsoíde de índices.

Na Tabela 4.3 pode-se observar algumas das propriedades ópticas do cristal padrão KDP.

Tabela 4.3: Propriedades ópticas do cristal padrão KDP a 632,8nm [7].

Material	Fórmula Química	Índice de Refracção	Coefficiente Electroóptico
KDP ($\lambda = 632,8nm$)	KH_2PO_4	$n_o=1,5074$ $n_e=1,4673$	$r_{41}=8,6 \text{ pm/V}$ $r_{63}=10,6 \text{ pm/V}$

Como se pode ver na tabela 4.2, o cristal do tipo KDP é higroscópico, sendo assim necessário reduzir ao máximo o contacto entre o cristal e a atmosfera, para evitar que as suas faces fiquem opacas, interferindo assim na qualidade do feixe transmitido.

4.3.5 Porta Amostras

O porta amostras é constituído por uma base feita de latão (Fig. 4.10) onde se coloca o cristal nivelado com o feixe laser. Este suporte possui oito roscas para parafusos M3, quatro em cima, de forma a se fixar os encaixes laterais do porta amostras e quatro em baixo de forma a afixar-se firmemente na bancada óptica.

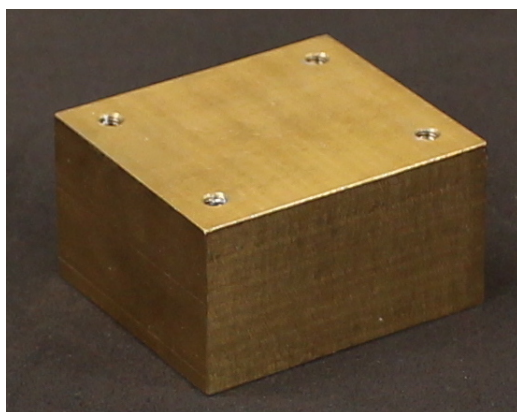


Figura 4.10: Imagem da base do porta-amstras desenvolvido.

De forma a aplicar-se a tensão de excitação ao cristal sem bloquear o feixe do laser, foram utilizadas duas placas de vidro com óxido de estanho dopado com flúor (FTO). Este permite que haja uma boa transparência e condução elétrica, sendo usado em vários tipos de dispositivos, como aplicações opto-eletrónicas, ecrãs touch screen, filmes finos fotovoltaicos, etc... O óxido de estanho dopado com flúor [19] é reconhecido por ser altamente estável, quimicamente inerte, resiste a temperaturas elevadas e ao desgaste abrasivo, sendo mais económico do que o tradicional óxido de índio e estanho (ITO).

De forma a garantir um bom contacto eléctrico entre o vidro FTO e o cristal, foram construídas duas peças de fixação idênticas (Fig. 4.11). Trata-se de duas peças de alumínio, cada uma contendo uma abertura de forma a deixar passar o feixe laser e dois rasgos para parafusos de forma a poder-se fixar no suporte e desta maneira exercer uma pressão constante sobre o cristal.

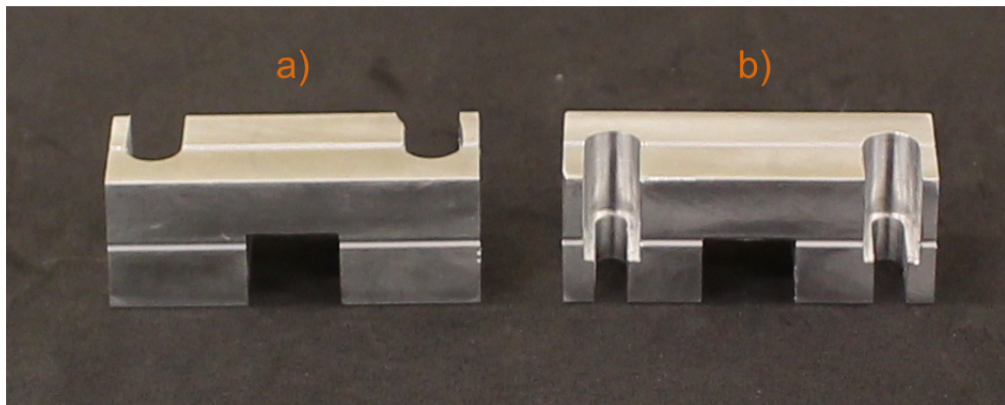


Figura 4.11: Imagem das peças de fixação do cristal desenvolvidas, com a vista de frente (a) e a vista de trás (b).

A ligação eléctrica entre o sinal de referência proveniente do amplificador ao vidro FTO foi feita através de uma cola condutora de prata, de forma a assegurar a ligação óhmica entre o fio de cobre e a camada de FTO. O cristal fica assim entre duas placas de vidro FTO (Fig. 4.12).

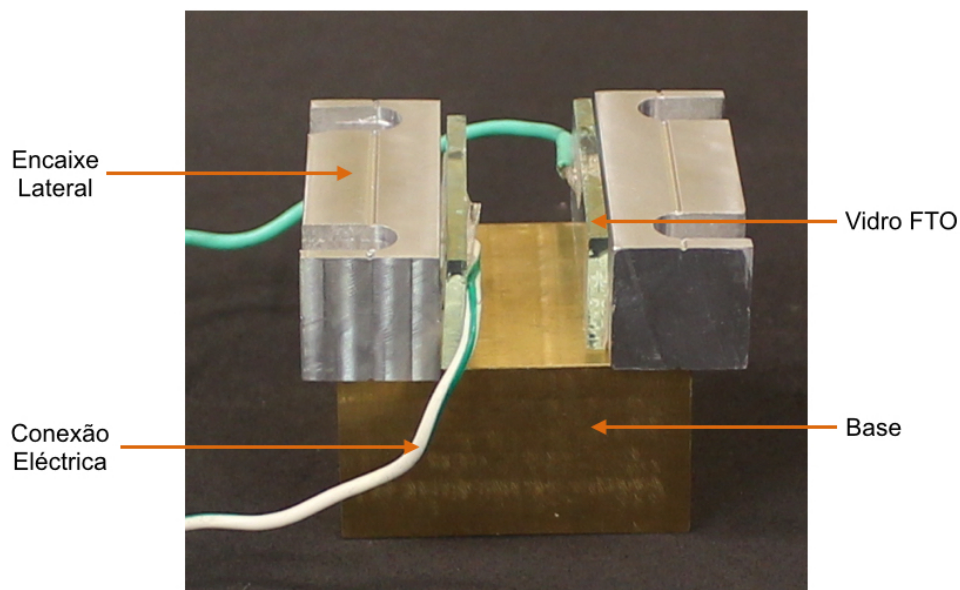


Figura 4.12: Imagem do porta Amostras desenvolvido.

A figura 4.13 ilustra o sistema desenvolvido, incluindo a bancada óptica e instrumentação.

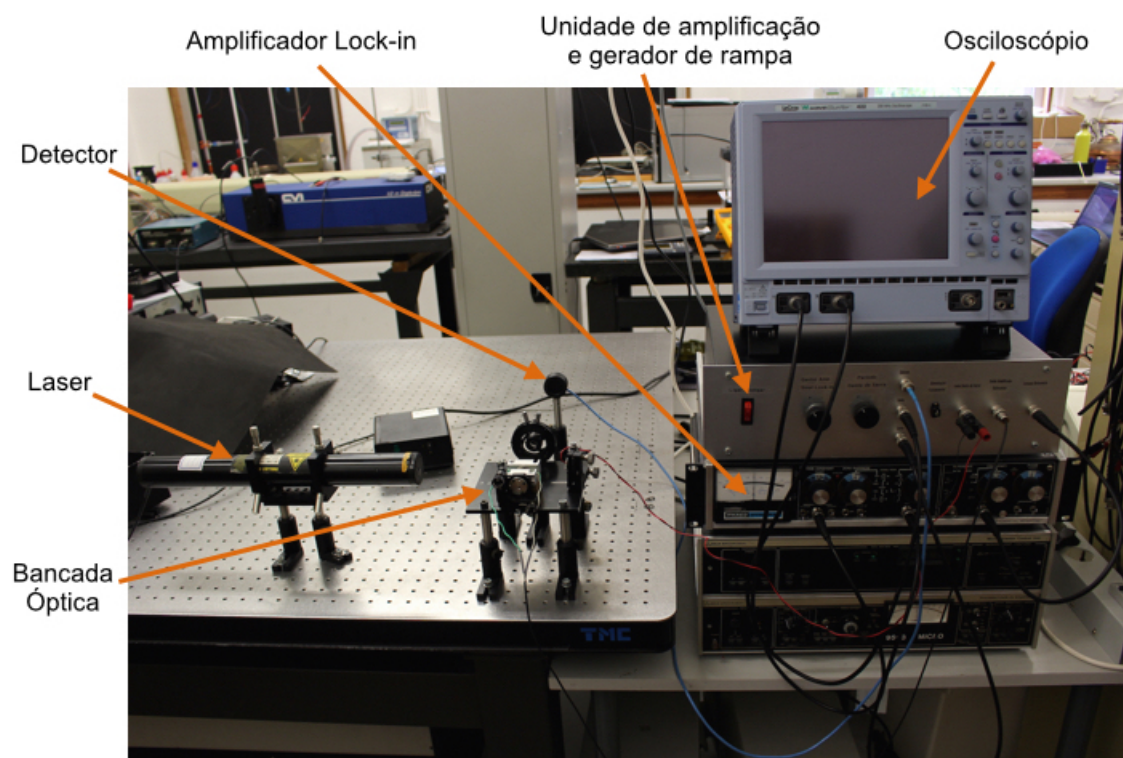


Figura 4.13: Imagem do sistema desenvolvido para a medição do efeito electroóptico.

4.4 Coeficiente Electroóptico

Para o cristal utilizado, o dihidrogenofosfato de potássio (KDP), e para o efeito electroóptico linear, a matriz de coeficientes electroópticos é a seguinte:

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad \text{com} \quad \begin{cases} i = 1, \dots, 6 \\ j = 1, 2, 3 \end{cases}$$

Sendo que $r_{41} = r_{52}$, pelo que, existem apenas dois coeficientes independentes, o r_{41} e o r_{63} .

Usando a notação condensada mencionada da secção 2.1, onde se aplica o campo eléctrico (E) no plano do i (sendo $i = m$), enquanto que j é o eixo óptico. Para o caso do KDP, é costume utilizar o r_{63} . Isto é, aplicar o campo eléctrico nos planos 12 ou 21 (ou seja $i = 6$) com o eixo óptico no eixo 3 ($j = 3$), como demonstra a figura 4.14

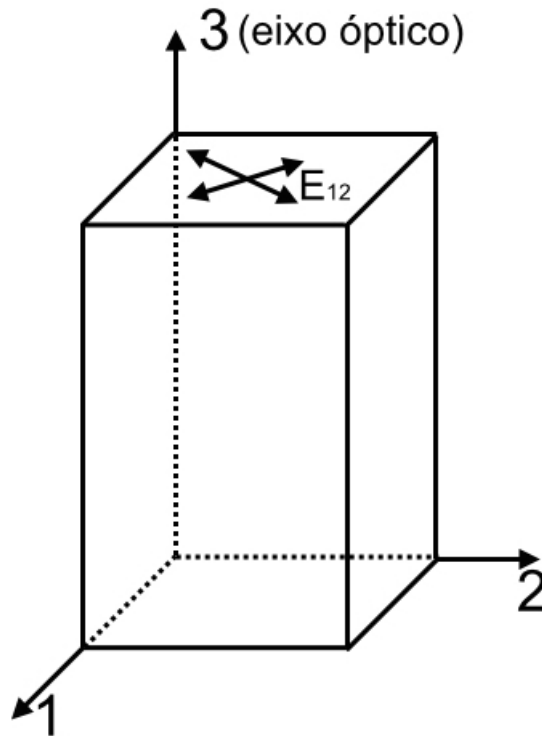


Figura 4.14: Ilustração da configuração utilizada para a medição do coeficiente r_{63} num cristal.

Para o caso do efeito electroóptico quadrático, a matriz dos coeficientes electroópticos será:

$$s_{ij} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{11} - s_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{11} - s_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{11} - s_{12} \end{bmatrix} \quad \text{com } i, j = 1, \dots, 6$$

4.5 Execução Experimental

Para se medir o coeficiente electroóptico aplica-se ao cristal uma tensão com uma frequência de $2kHz$, frequência essa que se revelou menos sensível aos ruídos ambientes, sendo que o sinal electroóptico terá a mesma frequência. Podendo-se desta maneira, através de um amplificador de lock-in (modelo 393 da *Ithaco Dynatrac*), filtrar o sinal electroóptico dos restantes sinais uma vez que a sua frequência é conhecida.

A intensidade da equação 4.1 é máxima quando $\cos(\Delta\phi) = 1$ e mínima quando $\cos(\Delta\phi) = -1$. Pelo que, subtraindo estas duas equações:

$$I_{max} - I_{min} = 4E_1 E_2 \quad (4.6)$$

Assim, combinando a equação 4.1 com a equação 4.6 obtem-se:

$$I \propto E_1^2 E_2^2 + \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min})\cos(\Delta\phi) \quad (4.7)$$

Juntando agora a equação 2.46 à equação 2.47, e tendo em conta que o feixe passa duas vezes por cada ramo ($=2l$), a diferença de fase para o efeito electroóptico linear:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 + \frac{\pi r n_o^3 V_o}{\lambda} \frac{2l}{h} \cos(\Omega t) \quad (4.8)$$

Sendo $\Delta\phi_0$ a diferença de fase inicial sem o efeito electroóptico.

Substituindo o $\Delta\phi$ da equação 4.8 na equação 4.7, a intensidade do sinal com modulação electroóptica (I_{seo}) será dado por:

$$I_{seo} \propto E_1^2 + E_2^2 + \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) \cos\left(\Delta\phi_0 + \frac{\pi r n_o^3 V_o}{\lambda} \frac{2l}{h} \cos(\Omega t)\right) \quad (4.9)$$

Usando $\cos(\alpha \pm \beta) = \cos(\alpha)\cos(\beta) \mp \sin(\alpha)\sin(\beta)$ e $D = \frac{\pi r n_o^3 V_o}{\lambda} \frac{2l}{h}$, fica-se com:

$$I_{seo} \propto E_1^2 + E_2^2 + \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) [\cos(\Delta\phi_0)\cos(D\cos(\Omega t)) - \sin(\Delta\phi_0)\sin(D\cos(\Omega t))] \quad (4.10)$$

Como a modulação electroóptica é um efeito muito pequeno, a equação 4.10 pode-se escrever:

$$I_{seo} \approx E_1^2 + E_2^2 + \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) [\cos(\Delta\phi_0) - D\cos(\Omega t)\sin(\Delta\phi_0)] \quad (4.11)$$

Considerando só os termos de primeira ordem:

$$I_{seo} \approx \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) [\cos(\Delta\phi_0) - D\cos(\Omega t)\sin(\Delta\phi_0)] \quad (4.12)$$

A componente do sinal electroóptico é então dado por:

$$I_{seo} = \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) D \cos(\Omega t) \sin(\Delta\phi_0) \quad (4.13)$$

Ou seja:

$$I_{seo} = \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) \frac{\pi r n_o^3 V_o}{\lambda} \frac{2l}{h} \cos(\Omega t) \sin(\Delta\phi_0) \quad (4.14)$$

O ângulo $\Delta\phi_0$ varia linearmente com o tempo (t) a uma frequência inferior a Ω . A franja de interferência desloca-se continuamente em frente ao detector devido a um dos espelho estar fixado num disco piezoeléctrico.

Na figura 4.15, pode-se ver uma exemplificação do sinal no detector que incorpora o sinal da franja e electroóptico dada pela equação 4.14.

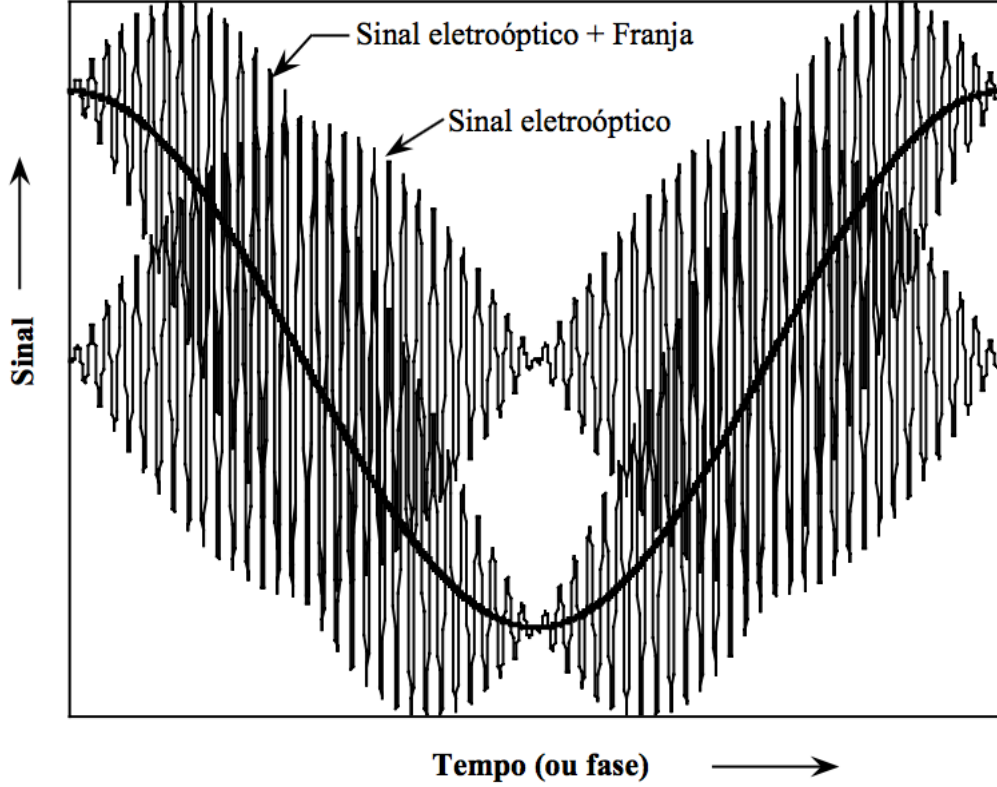


Figura 4.15: Ilustração do sinal de modulação electroóptica de um feixe de luz medido num interferómetro de Michelson.

Uma vez que o sinal electroóptico ($\cos(\Omega t)$) está desfasado $\pi/2$ do sinal da franja ($\sin(\Delta\phi_0)$). A intensidade do sinal electroóptico pode ser escrita como:

$$I_{seo} \approx \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) \frac{\pi r n_o^3 V_o}{\lambda} \frac{2l}{h} |\sin(\Delta\phi_0)| \quad (4.15)$$

Assim, a amplitude do sinal electroóptico é:

$$I_{seo} = \frac{1}{2}(I_{max} - I_{min}) \frac{\pi r n_o^3 V_o}{\lambda} \frac{2l}{h} \quad (4.16)$$

Pelo que, o coeficiente electroóptico linear será dado por:

$$r = \frac{|I_{seo}|}{|I_{max} - I_{min}|} \frac{\lambda}{\pi n_o^3 V_o} \frac{h}{l} \quad (4.17)$$

Para o efeito electroóptico quadrático, utilizando o procedimento análogo, mas a partir da equação 2.48 em vez da equação 2.47. O sinal electroóptico quadrático, I_{seoq} , que ocorre ao dobro da frequência de modulação, 2Ω , é dado por:

$$s = \frac{|I_{seoq}|}{|I_{max} - I_{min}|} \frac{2\lambda}{\pi n_o^3 V_o^2} \frac{h^2}{l} \quad (4.18)$$

4.6 Resultados

Com o cristal de KDP devidamente alinhado no interferómetro segundo o seu eixo óptico de maneira a se medir o coeficiente r_{63} . Obtendo-se assim dois sinais, o sinal de franja e o sinal electroóptico (Fig. 4.16).

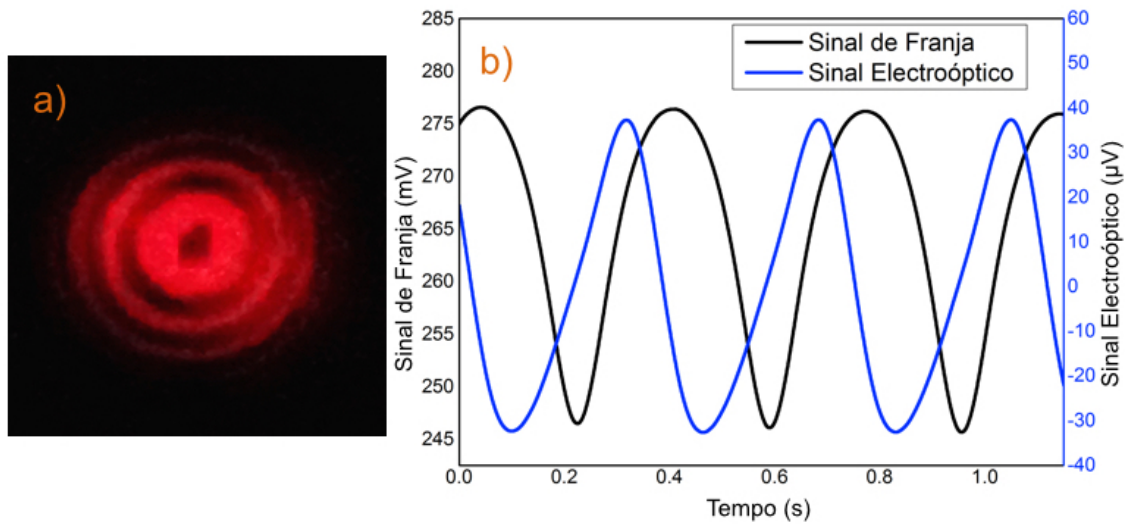


Figura 4.16: Padrão da franja produzida (a) e respectivos sinais de franja e electroóptico obtidos para um cristal KDP padrão.

De forma a se proceder a calibração do sistema utilizou-se a equação 4.17 na forma:

$$\frac{|I_{seo}|}{|I_{max} - I_{min}|} = \frac{\pi n_o^3 l}{\lambda} r V_o \quad (4.19)$$

Usando o valor da razão $\frac{|I_{seo}|}{|I_{max}-I_{min}|}$ em função do potencial aplicado V_o , pode-se calcular o valor do coeficiente electroóptico r através do declive da recta obtida. Pode-se ver na figura 4.17, uma das rectas obtidas para o cristal utilizado na calibração do sistema.

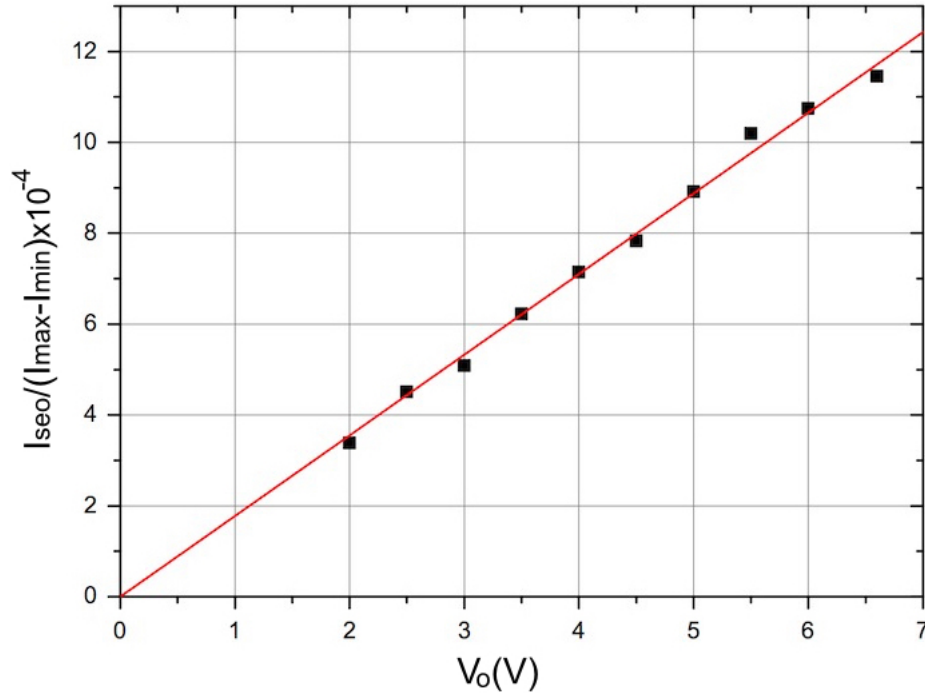


Figura 4.17: Razão entre o sinal electroóptico e a diferença de intensidade de franjas em função do potencial V_o aplicado ao cristal.

A tabela 4.4 apresenta o valor do coeficiente electroóptico obtido, e respectiva incerteza, para o cristal de KDP, tomando em conta os valores dos índices de refração da tabela 4.3.

Tabela 4.4: Valores e respectivas incertezas obtidas do coeficiente electroóptico para o cristal KDP utilizado.

Material	Valor Padrão	Valor Obtido	Erro
KDP ($\lambda = 632,8nm$)	$r_{63} = 10,6pm/V$	$r_{63} = 10,5 \pm 0,2pm/V$	1%

Como se pode ver na tabela 4.4 o resultado obtido situa-se muito próximo do teórico, encontrando-se dentro da incerteza obtida. Os valores valores médios apresentam um desvio da ordem dos $0,2pm/V$.

Apesar dos valores obtidos serem bastante positivos, houve algumas dificuldades, nomeadamente o vidro FTO que causou que o alinhamento fosse extremamente complicado não só pela sua espessura e dimensionamento como também pela refração provocada no feixe laser. Outro grande obstáculo foi o alinhamento do cristal, uma vez que basta um ligeiro desvio no caminho óptico para causar um desalinhamento total, algo que é agravado no interferómetro do tipo Michelson pelo facto de o feixe laser passar na amostra duas vezes.

Apesar destas dificuldades, o valor obtido para o coeficiente electroóptico r_{63} foi de $10,5\text{pm/V}$, valor esse muito próximo do valor padrão da literatura que se encontra nos $10,6\text{pm/V}$. Assim, pode-se considerar que o sistema desenvolvido se encontra devidamente calibrado e pronto para futuras utilizações.

CONCLUSÕES

O trabalho desenvolvido no decorrer desta dissertação consistiu no desenvolvimento de um sistema para a medição do efeito electroóptico, área a ser utilizada na caracterização de novos materiais poliméricos para aplicação em dispositivos fotónicos.

Nesta conformidade, foi desenhada, construída e testado uma bancada óptica destinada à medição do efeito electroóptico, baseado numa técnica interferométrica de medição da diferença de fase, implementado através de um interferómetro do tipo Michelson.

O cristal escolhido para a calibração do sistema desenvolvido foi um cristal de KDP comercial, tendo sido utilizado o coeficiente electroóptico r_{63} como referência, sendo o valor padrão de $10,6 pm/V$.

O sistema obtido permitiu medir um valor nominal de $10,5 \pm 0,2 pm/V$, com um erro de aproximadamente 1% em relação ao valor tabelado, comprovando a aferição do sistema para a medição do coeficiente electroóptico por transmissão.

O sistema desenvolvido está portanto apto para futuras medições, sendo apenas necessário algumas alterações no porta-amostras mediante as dimensões e forma da amostra a utilizar.

Chegou-se ainda à conclusão que para amostras como o cristal utilizado, o feixe laser passar duas vezes na amostra acaba por ser uma grande desvantagem, desvantagem essa inexistente para filmes poliméricos que ganham cada vez mais importância na área da fotónica, uma vez que são materiais de grande interesse científico e tecnológico já que podem ser utilizados no desenvolvimento de dispositivos ópticos, nomeadamente moduladores de luz e memórias ópticas.

BIBLIOGRAFIA

- [1] T. Jalali e M. Hessamodini. “The effect of 1D magneto-photonic crystal defect mode on Faraday rotation”. Em: *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 126.23 (2015), pp. 3954–3958. ISSN: 0030-4026. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2015.07.194>.
- [2] A. Ghatak e K. Thyagarajan. *Optical Electronics*. Cambridge University Press, 1991. ISBN: 9788185618104.
- [3] Q. Lai, Z. Li, L. Zhang, X. Li, W. F. Stickle, Z. Zhu, Z. Gu, T. I. Kamins, R. S. Williams e Y. Chen. “An organic/Si nanowire hybrid field configurable transistor”. Em: *Nano Letters* 8.3 (2008), pp. 876–880. ISSN: 15306984. DOI: [10.1021/nl073112y](https://doi.org/10.1021/nl073112y).
- [4] P. Butcher e D. Cotter. *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University Press, 1990. ISBN: 0-521-34183-3.
- [5] A. Yariv e P. Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. 2007, p. 849. ISBN: 9780195179460. DOI: [0195106261](https://doi.org/0195106261).
- [6] W. Magnus e W. Schoenmaker. *Introduction to Electromagnetism*. 2005. DOI: [10.1016/S1570-8659\(04\)13001-9](https://doi.org/10.1016/S1570-8659(04)13001-9).
- [7] J. Frejlich. *Photorefractive materials*. 2006. ISBN: 9780471748663.
- [8] A. d. L. Moura. “Medida do coeficiente eletroóptico efetivo e determinação do coeficiente de blindagem do campo elétrico aplicado em cristal fotorefrativo Bi₁₂TiO₂₀ nominalmente puro utilizando uma configuração de incidência oblíqua: modelo e experimento”. Tese de doutoramento. Universidade Federal de Alagoas, 2013.
- [9] M. Henry, S. Mallick, D. Rouède, L. E. Celaya e a. Garcia Weidner. “Propagation of light in an optically active electro-optic crystal of Bi₁₂SiO₂₀: Measurement of the electro-optic coefficient”. Em: *Journal of Applied Physics* 59.1986 (1986), pp. 2650–2654. ISSN: 00218979. DOI: [10.1063/1.336969](https://doi.org/10.1063/1.336969).
- [10] P. Hariharan. “Optical interferometry”. Em: *Reports on Progress in Physics* 54.3 (1991), p. 339. DOI: [10.1088/0034-4885/54/3/001](https://doi.org/10.1088/0034-4885/54/3/001).

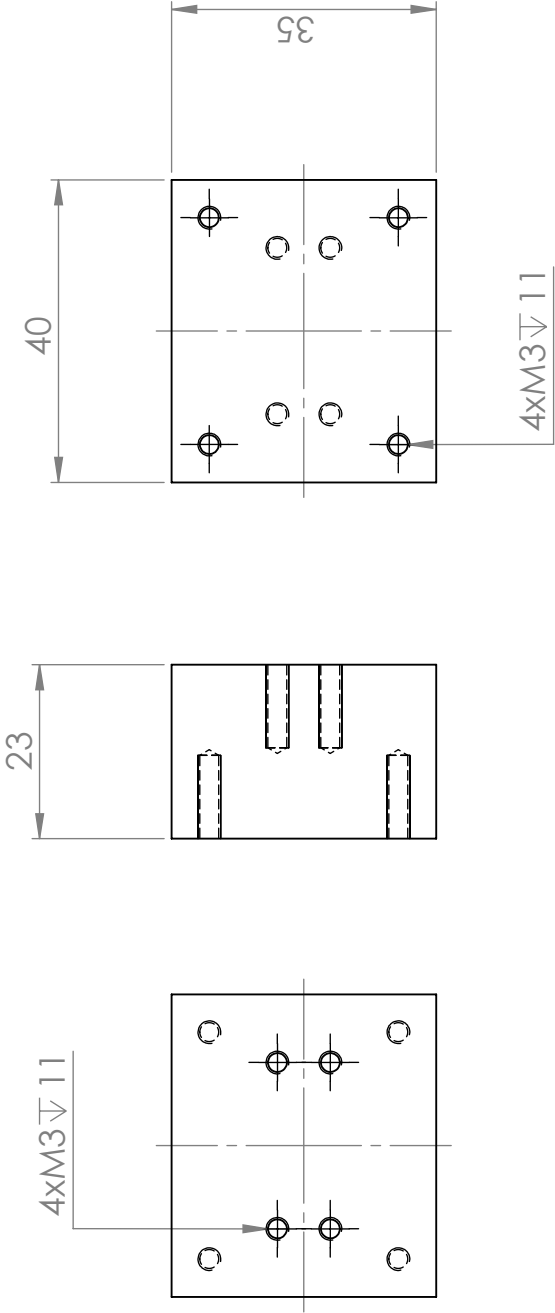
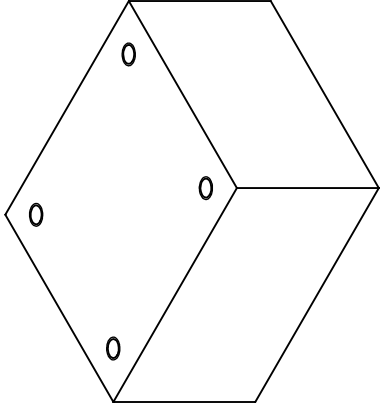
- [11] J. S. Lundeen. *Visibility in a Mach-Zehnder, Michelson or Sagnac interferometer*. "http://en.wikipedia.org/wiki/Interferometric_visibility". [Consultado em: 03-02-2015].
- [12] A. Hellwig. *Skizze eines Mach-Zehnder-Interferometers*. "http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/c/c9/Mach-Zehnder_interferometer.svg/468px-Mach-Zehnder_interferometer.svg.png". [Consultado em: 28-01-2015].
- [13] K. P. Zetie, S. F. Adams e R. M. Tocknell. "How does a Mach-Zehnder interferometer work?" Em: *Physics Education* 35.January (2000), pp. 46–48. ISSN: 0031-9120. DOI: [10.1088/0031-9120/35/1/308](https://doi.org/10.1088/0031-9120/35/1/308).
- [14] BlockEngineering. *Michelson Interferometer Operation*. "<http://blockeng.com/technology/ftirtechnology.html>". [Consultado em: 27-01-2015].
- [15] J. Muelaner. *Laser Interferometers*. "<http://www.muelaner.com/wp-content/uploads/2013/07/Interferometer.jpg>". [Consultado em: 27-01-2015].
- [16] M. J. Shin, H. R. Cho, S. H. Han e J. W. Wu. "Mach-Zehnder Interferometry Measurement of the Electro-Optic Effect in a Poled Polymer Film". Em: *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals* 316.4 (1998), pp. 61–66. ISSN: 1058-725X. DOI: [10.1080/10587259808044460](https://doi.org/10.1080/10587259808044460).
- [17] Newport. *818 Series Photodiode Sensors Data Sheet*. "<http://assets.newport.com/webDocuments-EN/images/39052.pdf>". [Consultado em: 21-05-2015].
- [18] T. Fukami. "Refinement of the Crystal Structure of KH₂PO₄ in the Ferroelectric Phase". Em: *physica status solidi (a)* 117.2 (1990), K93–K96. ISSN: 1521-396X. DOI: [10.1002/pssa.2211170234](https://doi.org/10.1002/pssa.2211170234).
- [19] SIGMA-ALDRICH. *Fluorine doped Tin Oxide (FTO) Glass*. "<http://www.sigmaaldrich.com/materials-science/material-science-products.html?TablePage=106837645>". [Consultado em: 17-05-2015].

A P Ê N D I C E

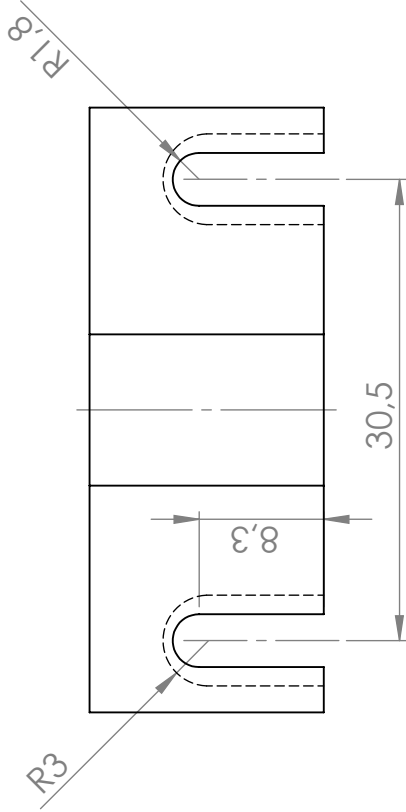
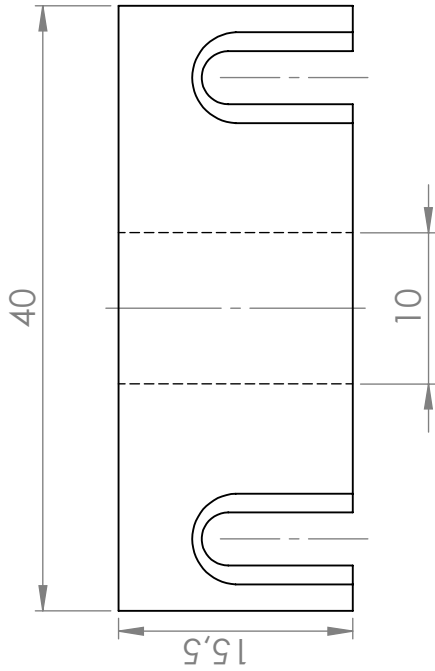
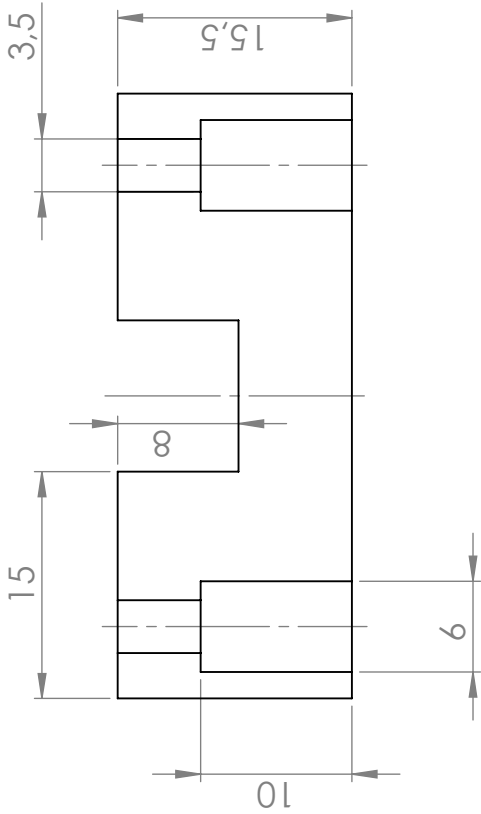
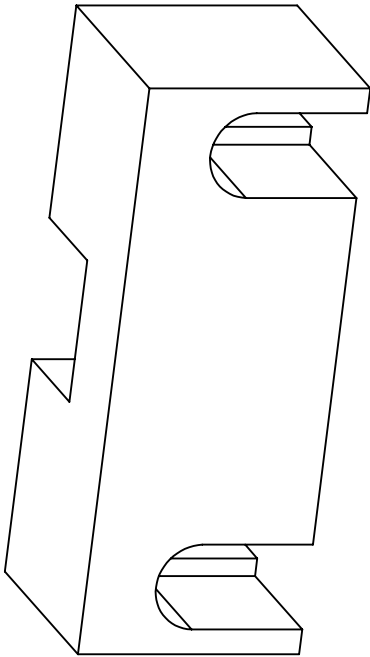


APÊNDICE

A.1 Desenhos Técnicos



		Nome		Data		Peça: 									
--	--	------	--	------	--	-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	--	--	--	--	--	--	--	--	--



Peça:			Encaixe										Lab. Óptica FCT-UNL																			
Desenho	Nome	Data	Alumínio										Encaixe do porta-amostras										2 peças									
Verificação	GB	23/06/15																														
	PR	25/06/15																														
MATERIAL:																																
Tamanho: A4			Tolerância: XX: ±0.1																													
Escala: 2 : 1																																